



**Observatoire Pierre Auger : Analyse des gerbes
inclinées, observation de neutrinos d'ultra haute énergie,
et signature d'une origine locale pour les rayons
cosmiques chargés**

Olivier Deligny

► **To cite this version:**

Olivier Deligny. Observatoire Pierre Auger : Analyse des gerbes inclinées, observation de neutrinos d'ultra haute énergie, et signature d'une origine locale pour les rayons cosmiques chargés. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00002995

HAL Id: tel-00002995

<https://theses.hal.science/tel-00002995>

Submitted on 13 Jun 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre:

Université Paris VI - Pierre et Marie Curie

THESE

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VI
Spécialité ASTROPARTICULES

Présentée et soutenue publiquement

par

Olivier DELIGNY

Laboratoire d'accueil : LPNHE

Titre de la thèse :

*Observatoire Pierre Auger : Analyse des Gerbes Inclinées,
Observation de Neutrinos d'Ultra Haute Energie, et Signatures d'une
Origine Locale pour les Rayons Cosmiques Chargés .*

Directeur de thèse :

Antoine LETESSIER-SELVON

soutenue le 4 Avril 2003 devant la commission d'examen

M.	Jean-Eudes	AUGUSTIN	Président
MM.	Alain	FALVARD	Rapporteurs
	Philip	TUCKEY	
MM.	Pierre	BINÉTRUY	Examineurs
	Michael	JOYCE	
	Antoine	LETESSIER-SELVON	
M.	Martin	LEMOINE	Invité

*« On ne croit pas que le réel reste
le réel quand on lui enlève son voile. »*

Friedrich Nietzsche.

Préface

Le terme récent « astroparticule » désigne un grand nombre d'observations, parmi lesquelles les rayons cosmiques d'ultra haute énergie occupent une place importante. L'existence, aussi bien que l'interaction de particules d'énergie macroscopique - jusqu'à un peu plus de 10^{20} eV, ce qui représente l'énergie cinétique d'une balle de tennis se déplaçant à plus de 100 km/h - avec les molécules de l'atmosphère constitue un théâtre unique pour tester les lois de la physique dans une gamme d'énergie qu'il est impossible de reproduire dans un laboratoire. En effet, en estimant grosso modo la plus haute valeur du gradient de champ électrique accessible sur accélérateur à 0.1 TeV/m, il faudrait entourer la Terre entière pour atteindre dans le référentiel de l'observateur les mêmes ordres de grandeur énergétiques ! Notons tout de même qu'avec un tel accélérateur, les référentiels de l'observateur et du centre de masse se confondraient, alors que l'énergie dans ce dernier référentiel lors d'une collision entre un de ces rayons cosmiques et une molécule de l'atmosphère n'atteint « que » quelques centaines de TeV.

La, ou les sources des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{13} eV sont une énigme depuis leur découverte par Pierre Auger en 1938, même si les progrès théoriques des dernières années penchent vers des superbulles accélérant des noyaux jusqu'à environ 10^{17} eV. A ultra haute énergie, la situation baigne dans un flou artistique total, puisqu'aucune source proche (à l'échelle d'une centaine de millions de « parsec », unité astronomique équivalente à environ 3.26 années-lumière) n'a pu être ne serait-ce que soupçonnée. Nous verrons dans le premier chapitre que la détection de rayons cosmiques au-delà de 5×10^{19} eV a suscité l'intérêt de toute une communauté parce que l'Univers devrait être opaque à partir de ce seuil, lié à un processus de la physique des particules. Le deuxième chapitre explore l'effet de la propagation diffusive dans des champs magnétiques extragalactiques pour tenter de résoudre ce paradoxe vieux de 40 ans.

Cependant, le flux des rayons cosmiques au-delà de 10^{20} eV ne s'élève qu'à une particule par siècle et par kilomètre carré, ce qui rend leur richesse très rare. La seule solution pour apporter une réelle signification statistique aux observations est d'imaginer une grande surface de détection. Ce projet, c'est l'observatoire Pierre Auger, actuellement en construction en Argentine, qui couvrira une surface totale de 3000 km². Le chapitre 3 est consacré à la description de cette expérience, et notamment son système d'acquisition des données conçu dans un environnement vierge de communications multimedia.

On trouvera dans le chapitre 4 une méthode d'estimation de l'énergie des gerbes initiées par des primaires hadroniques sous incidence rasante. L'analyse découplée de ces gerbes inclinées se justifie par le fait que les effets géomagnétiques deviennent prépondérants et influent sur la propagation de la cascade de particules. Les caractéristiques de ces gerbes rasantes permettent d'envisager l'identification de neutrinos dans une mesure loin d'être négligeable en nombre grâce aux propriétés de l'observatoire Auger, comme le chapitre 5 tient à le souligner. Ces neutrinos seraient certainement les seules particules d'origine cosmologique.

Les données du prototype de l'expérience, en service depuis janvier 2002, sont le sujet du dernier chapitre. Les diverses analyses - la plupart du temps en devenir - montrent la qualité de ces données, qui permettent à l'avenir d'envisager un développement intensif des détecteurs individuels constituant la fonction de l'observatoire Auger.

Enfin, il me reste à souligner que les pages qui suivent n'auraient évidemment pas été possibles sans le concours et l'accueil du LPNHE, et la collaboration des physiciens et ingénieurs de l'expérience Auger. Afin de n'oublier personne, je ne me risquerai pas à toute énumération, et je m'en tiendrai donc à remercier tous les gens concernés ainsi que tout lecteur s'aventurant dans ces quelques feuillets.

* * *

Chapitre 1

Rayons Cosmiques d’Ultra Haute Energie.

Il n’est qu’à surveiller le nombre de publications (officielles ou électroniques) hebdomadaires traitant du sujet des rayons cosmiques d’ultra haute énergie pour respecter l’abnégation du lecteur qui se tiendrait avisé de chacun de ces articles. Si la compréhension d’un sujet est inversement proportionnelle au nombre de théories disjointes qui tentent d’expliquer le phénomène, alors l’existence des Rayons Cosmiques d’Ultra Haute Energie (RCUHE dans toute la suite) est assurément un domaine mal compris. Cette remarque empruntée du bon sens, qui pourrait renforcer la position peu glorieuse d’un auteur à présenter un sujet en évitant soigneusement d’en parler, se veut en fait un appel anticipé à la clémence du lecteur qui se trouverait en possession d’éléments expérimentaux depuis la rédaction de ce qui suit, et qui, à la lumière de ces résultats, jugerait les tentatives d’explication en ce début d’année 2003 tantôt grossières, tantôt attendrissantes.

1.1 Spectre des rayons cosmiques - données expérimentales.

Le spectre des rayons cosmiques décrit la distribution du nombre d’événements observés en fonction de l’énergie des particules. Puisque toute expérience de détection est sensible au flux de particules la traversant dans chaque gamme d’énergie pendant un certain temps et dans une certaine direction, cette distribution est calculée par unité d’énergie, par unité de surface, par unité de temps et par stéradian. On parle ainsi indifféremment de spectre ou de flux. Le spectre des rayons cosmiques observé sur Terre est rapporté sur la figure 1.1. Si on ne le regarde pas de trop près, il dessine d’une manière impressionnante une loi de puissance, sans changement apparent de normalisation, sur douze ordres de grandeur en énergie.

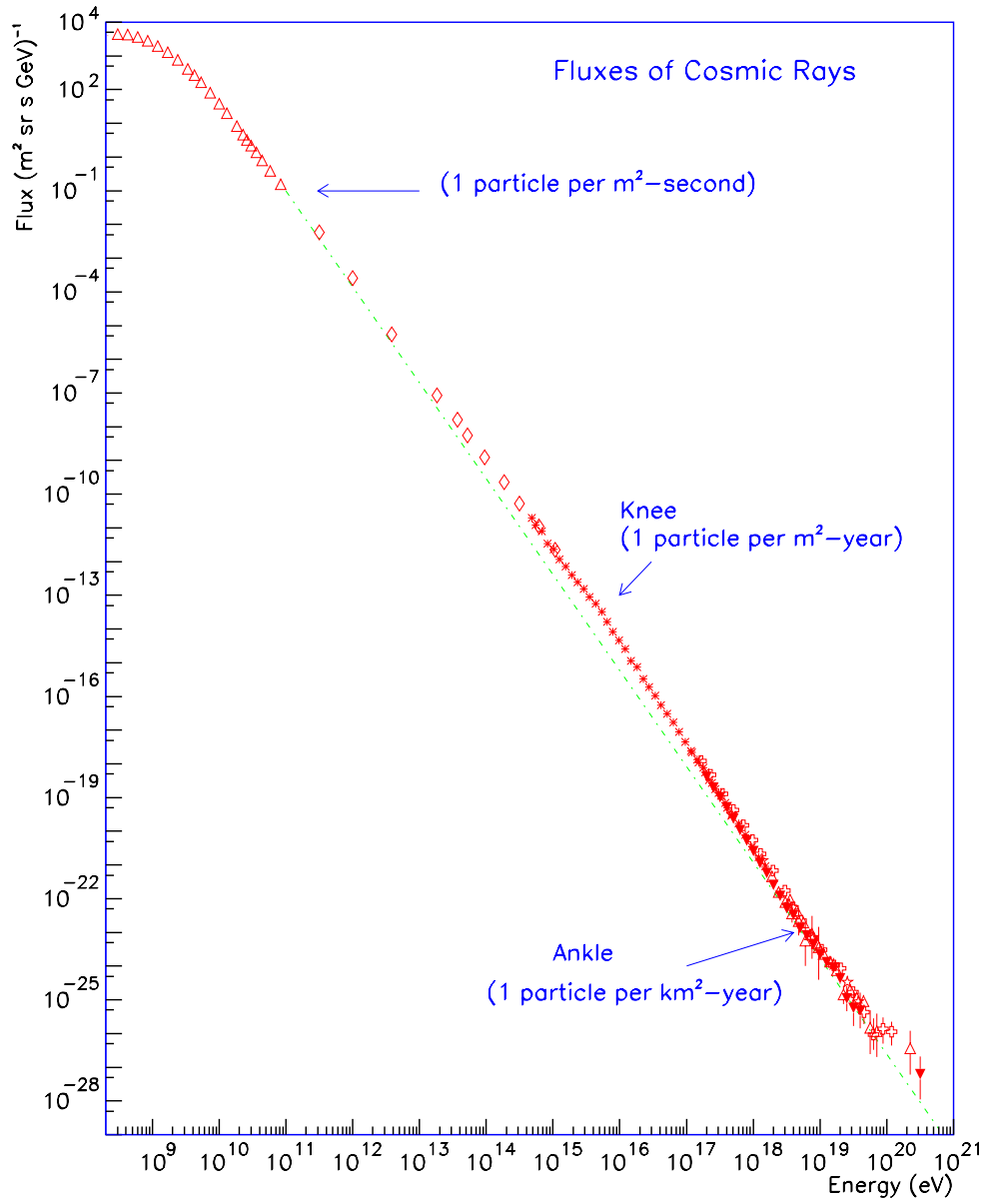


FIG. 1.1 – Spectre des rayons cosmiques. D'après [2].

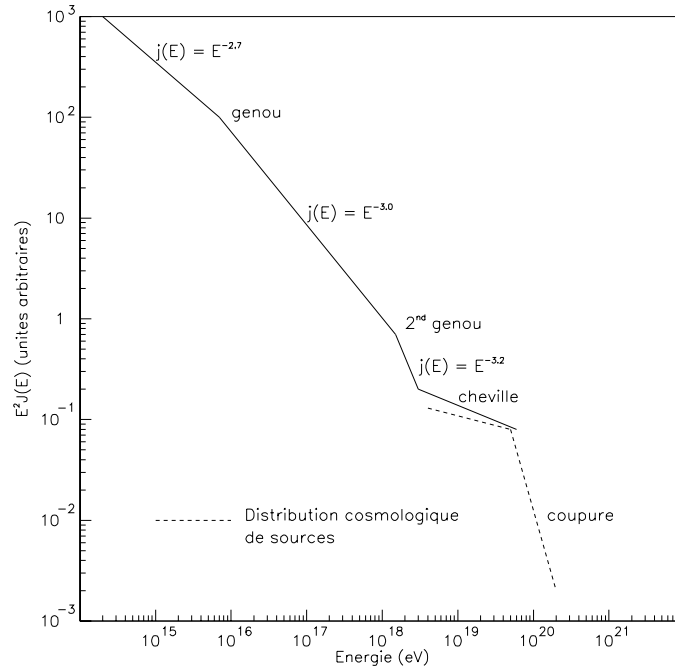


FIG. 1.2 – Principales caractéristiques du spectre des rayons cosmiques sur Terre.

1.1.1 Spectre et composition chimique.

Cependant, un regard plus fin montre une série d'irrégularités qui rend difficile la première interprétation qu'on serait tenté d'avancer, qui serait qu'un seul phénomène physique - une seule *source* - pourrait être à l'origine des rayons cosmiques. Même si l'absence d'un changement de normalisation entre les différents régimes demeure surprenante, la figure 1.2, qui reproduit grossièrement les « cassures » subies par le spectre, apporte des éléments en faveur de la réfutation d'une seule source pouvant contribuer. L'interprétation standard à l'heure actuelle du spectre qui suit ne se base que sur le rassemblement d'un maximum d'arguments, et n'est en rien définitive. Cette interprétation ne dit rien quant à l'origine des rayons cosmiques.

Au-dessus du GeV, la propagation des particules vers la Terre cesse d'être modulée par le vent solaire en même temps que ce vent cesse de capturer les cosmiques. Dans cette gamme d'énergie, où l'indice spectral vaut environ 2.7, les flux sont suffisamment importants pour que la distribution d'abondance des cosmiques soit mesurée précisément, et la mesure révèle d'une manière surprenante que cette distribution est semblable à celle des éléments dans le soleil.

Aux alentours du PeV, l'indice passe à 3 et une cassure apparaît, cassure appelée *ge-*

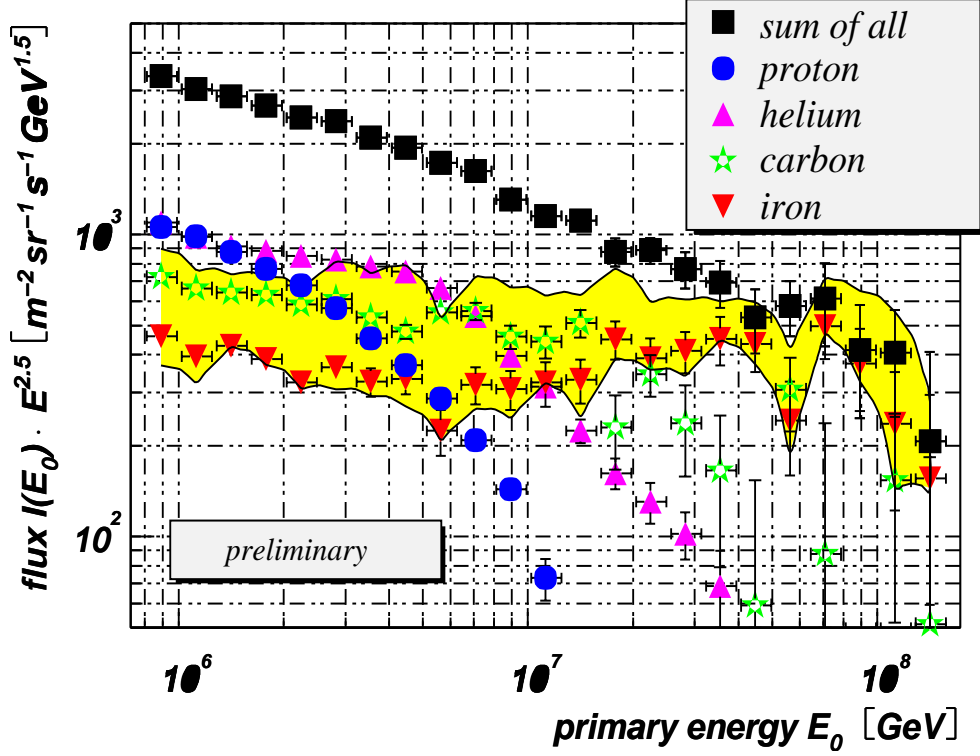


FIG. 1.3 – Résultat majeur de l'expérience KASCADE, penchant très clairement en faveur de l'alourdissement au-delà du PeV. D'après [5].

nou. Les seuls mécanismes d'accélération susceptibles d'atteindre de telles énergies font intervenir l'électromagnétisme, notamment le célèbre mécanisme de Fermi décrit en détail par exemple dans [6]; les rayons cosmiques observés sont donc supposés chargés. Vers quelques centaines de PeV, une deuxième cassure de même nature se produit, le *second genou*, et l'indice passe à 3.2. Il est difficile de concilier ces deux cassures avec l'apparition d'une nouvelle composante dans le spectre - c'est-à-dire un nouveau type de source - du fait de l'ajustement extraordinairement fin nécessaire pour que cette nouvelle composante apparaisse exactement au moment où l'ancienne composante disparaît. Les résultats de l'expérience KASCADE [] penchent très clairement pour un alourdissement dans la composition chimique des cosmiques. La figure 1.3 montre que la disparition du fer se produit $\simeq 26$ fois plus tard que celle des protons. Ce facteur se marie bien avec l'idée que l'on se fait de l'échappement des particules de la galaxie, qui a lieu plus tard à mesure que la charge électrique augmente. On est donc conduit à considérer un seul mécanisme capable d'accélérer des cosmiques jusqu'à quelques centaines de PeV.

Ensuite, aux environs de l'EeV, les expériences AGASA [3] et Hires [4] semblent indiquer un allègement de la composition en même temps qu'une nouvelle composante apparaît, d'indice spectral $\simeq 2.7$. La figure 1.4 montre un argument en faveur de cet

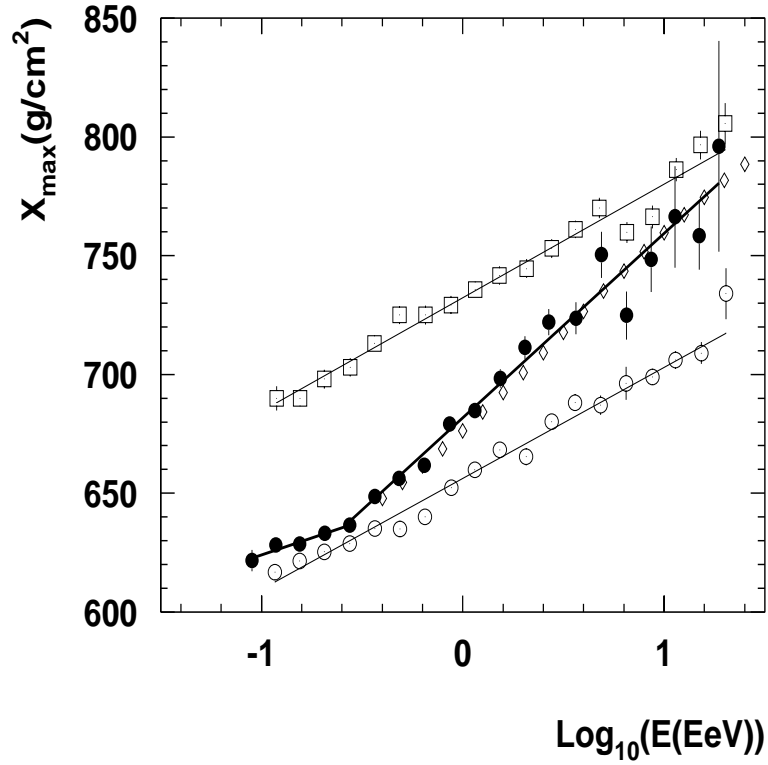


FIG. 1.4 – Variation d'un paramètre relié à la masse du primaire, penchant en faveur d'un allègement de la composition à partir de la cheville. Les ronds correspondent au fer, les carrés vers lesquels les données remontent aux protons. D'après [3].

allègement. Notons que la cassure qui se produit à cet endroit, appelée la *cheville*, est nettement moins difficile à interpréter que le genou, puisque cette composante n'apparaît seulement que lorsqu'elle commence à dominer l'ancienne composante en train de s'évanouir. L'isotropie apparente des directions d'arrivée de cette nouvelle composante est un argument en faveur d'une origine extragalactique, même si la possibilité de sources dans le halo n'est pas exclue.

Encore à plus haute énergie, une autre composante semble se dessiner aux alentours de 30 EeV, d'indice spectral 2.2. Ensuite, la réduction du flux est si importante que le champ de vue des expériences passées et actuelles devient sévèrement limité. Certaines d'entre elles indiquent une coupure floue vers 100 EeV, tandis qu'AGASA (figure 1.5) mesure une queue continuant au-delà. Il est à l'heure actuelle assez indécidable de trancher étant donné le manque de statistiques. C'est à ce titre que la construction d'un détecteur (tel que celui de l'expérience Auger [52]) capable de mesurer cet endroit du spectre est indispensable.

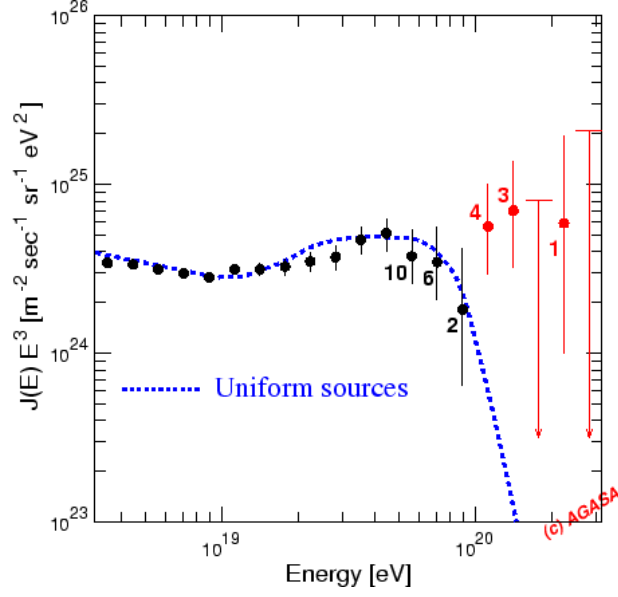


FIG. 1.5 – Spectre à ultra haute énergie mesuré par l'expérience AGASA. D'après [3].

1.1.2 Directions d'arrivée.

Les valeurs généralement admises du champ magnétique galactique - quelques microgauss dans le disque¹ - permettent de confiner, nous l'avons vu, les rayons cosmiques jusqu'à l'évanouissement du second genou. L'enroulement des particules autour des lignes de champ rend les directions d'arrivée complètement isotropes. Le rayon de Larmor R_L d'une particule de charge Z dans les gammes d'énergie et de champs magnétiques qui nous intéressent est² :

$$R_L \simeq \frac{E_{18}}{ZB_{-6}} \text{ kpc}$$

où E_{18} exprime l'énergie de la particule en unité de 1 EeV et B_{-6} la valeur du champ magnétique exprimée en microgauss. Typiquement, les trajectoires commencent à ne plus s'enrouler autour des lignes de champ à partir de 3 EeV dans des champs typiques de $4 - 6 \mu\text{G}$. Si on considère en premier lieu - nous discuterons plus loin de la validité d'une telle approche - que les champs extragalactiques, en leur fixant des valeurs inférieures au nanogauss, ne peuvent dévier que très faiblement des particules à partir d'environ 10 EeV, il devient légitime d'essayer de tracer une carte du ciel en pointant vers des sources éventuelles.

L'anisotropie des directions d'arrivée est généralement exprimée en terme de la fonction

¹1G = 10^{-4}T

²1pc = $3 \cdot 10^{16}\text{m}$

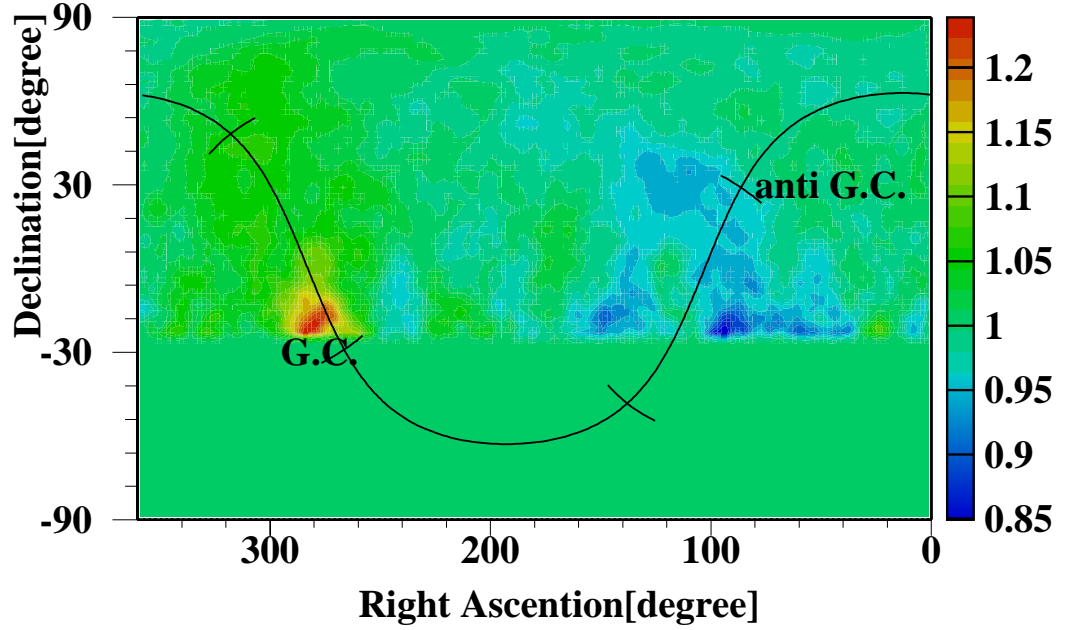


FIG. 1.6 – Rapport du nombre d'événements observés par l'expérience AGASA sur le nombre d'événements attendus en coordonnées équatoriales, aux alentours d'1 EeV. D'après [3].

de Wdowczyk-Wolfendale [7] :

$$\frac{I_{obs}}{I_{th}} = (1 - f_E) + 1.437 f_E e^{-b^2}$$

où b est la latitude galactique (en radians), I_{obs} et I_{th} les intensités observées et attendues sous la latitude b dans le cas d'une distribution isotrope, et f_E un facteur positif et augmentant doucement avec l'énergie dans le cas d'une origine galactique, nul dans le cas d'une origine isotrope, et négative dans le cas d'un déficit autour du plan galactique. Les expériences ont détecté un signal positif pour f_E [3] aux environs de 1 EeV (figure 1.6). Cependant, aucune analyse n'a pu mettre en évidence une corrélation entre ces anisotropies et une accumulation de sources vers le centre galactique.

L'autre aspect important de la carte du ciel est l'observation de multiplets, c'est-à-dire l'observation de directions d'arrivée identiques dans la limite de la résolution du détecteur (figure 1.7). En adoptant l'approche des très faibles déviations magnétiques, il est possible d'évaluer la probabilité d'observer des topologies particulières de multiplets dans une distribution aléatoire. Plusieurs analyses, à base d'arguments de combinatoire ou de fonction de corrélation à deux points, ont été faites, estimant des probabilités allant de 10^{-6} à 10^{-3} , selon les coupures utilisées. Le manque de statistiques est là encore cruel

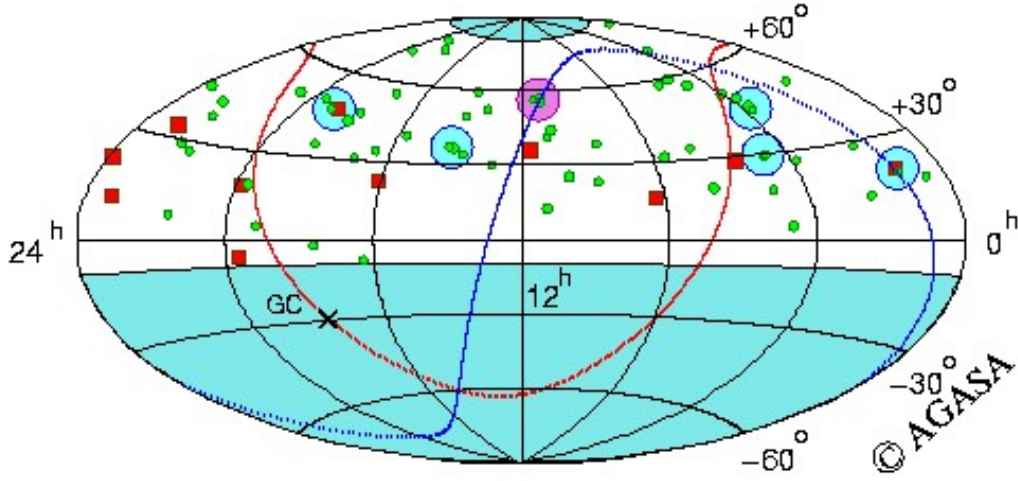


FIG. 1.7 – Directions d'arrivée des événements à plus de 40 EeV observés par AGASA. Un triplet et cinq doublets sont vus à l'intérieur d'un rayon de 2.5° . D'après [3].

pour aborder ces questions. Il sera en tout cas intéressant à l'avenir de tracer le spectre en énergie des multiplets, et de voir si une sélection en énergie s'opère pour ces événements, ce qui signifierait l'existence de sources uniques observées derrière un champ magnétique.

1.1.3 Spectre à ultra haute énergie.

Dans le cas de sources extragalactiques distribuées uniformément, la figure 1.2 montre en pointillés, aux environs de 50 EeV, une coupure dans le spectre attendue pour une raison qui sera détaillée dans le paragraphe suivant. Jusqu'à récemment, le consensus se dégageant de toutes les expériences spécifiait l'absence de coupure à ultra haute énergie, se traduisant par l'existence d'une queue jusqu'à environ 300 EeV. Lors du dernier ICRC 2001, deux expériences, Haverah Park et Hires, ont revu à la baisse leurs estimateurs d'énergie après une nouvelle analyse de leurs données tenant en compte un modèle atmosphérique plus complet pour Hires et une réévaluation du signal en fonction de la distance dans le cas d'Haverah Park. Ainsi, ces deux expériences n'observent plus la queue mentionnée, tandis que l'expérience AGASA persiste dans cette voie. Il est difficile de conclure sur un réel désaccord lorsqu'on applique un facteur 0.7 (c'est-à-dire en supposant une erreur de 30% dans l'estimation de l'énergie de l'une ou l'autre des expériences) dans un sens ou dans l'autre sur les spectres, comme la figure 1.8 le montre. Cette polémique ne fait que renforcer encore plus la nécessité de construire un détecteur sensible à une réelle statistique à ultra haute énergie.

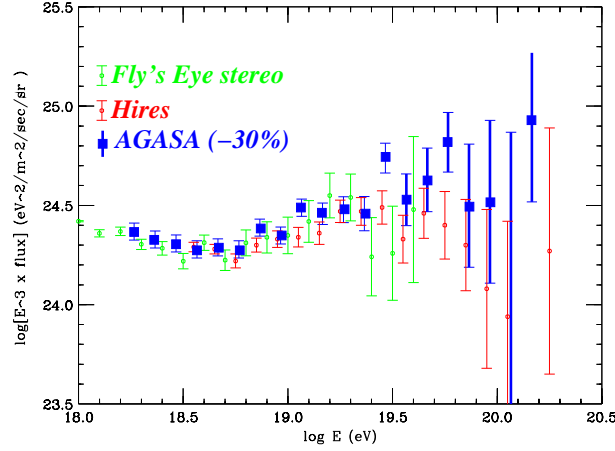


FIG. 1.8 – Polémique AGASA/Hires. Les spectres des deux expériences sont superposés en imposant une surestimation de 30% de l'énergie par l'expérience AGASA. Une conclusion sur un fort désaccord est difficile. D'après l'ICRC 2001.

1.2 Distribution cosmologique de sources - la coupure GZK.

Parmi toutes les questions que soulèvent les RCUHE, la plus importante est très certainement l'existence ou l'inexistence de la queue observée dans le spectre par AGASA à ultra haute énergie.

Peu après la découverte du rayonnement cosmique à 3K par Penzias et Wilson en 1966, Greisen, puis Zatsepin et Kuzmin [1] ont remarqué que ce rayonnement imposait naturellement une limite sur la distance que peut parcourir un rayon cosmique après environ 30 EeV. A partir de 30 EeV, les cosmiques interagissant avec des photons de la queue de Wien dépassent le seuil de photo-production. Nous allons voir que cette réaction doit conduire à une « coupure de corps noir » dans le spectre, la *coupure GZK*. Les arguments qui suivent s'appliquent au cas des protons, l'étude est généralisable au cas des noyaux en tenant compte de la photo-désintégration nucléaire [8].

1.2.1 Pertes d'énergie du proton.

Entre 10^{17} eV et 3×10^{18} eV, tous les processus de pertes d'énergie sont négligeables par rapport au décalage vers le rouge de toute particule relativiste. L'énergie d'un proton situé à la distance R est donc décalée d'un facteur $1 - H_0 dt$ au premier ordre, où H_0 est la constante de Hubble. Pour un observateur, ceci implique que pendant un temps dt , l'énergie d'un proton est dégradée selon :

$$\frac{dE}{dt} = -H_0 E$$

Ainsi, la longueur d'atténuation l_H , c'est-à-dire la longueur moyenne au bout de laquelle la particule considérée possède encore une fraction $\frac{1}{e}$ de son énergie initiale, est égale à la

distance de Hubble :

$$l_H = \frac{c}{H_0} \simeq 3 \text{ Gpc}$$

A plus haute énergie, entre 3×10^{18} et 3×10^{19} eV, le mécanisme dominant de pertes est la production de paires sur le rayonnement cosmologique $p\gamma \rightarrow p e^+ e^-$. La longueur d'atténuation l_p de ce processus est extrêmement grande [9] :

$$l_p \simeq 2 \text{ Gpc}$$

Les collisions sur les photons du fond radio et du fond infrarouge donnent une contribution négligeable.

Considérons maintenant plus en détails les pertes engendrées par la production de pions. Les évolutions cosmologiques des diverses quantités pertinentes sont négligées dans toute la suite, les résultats peuvent être aisément généralisés en tenant compte de ces évolutions [9]. A ultra haute énergie, c'est-à-dire à partir de 30 EeV, le seuil de photo-production entre les protons et les photons de la queue de Wien du fond cosmologique est atteint. Dans le référentiel de l'observateur, en considérant un faisceau mono-énergétique d'énergie E_γ de photons dans un premier temps, la cinématique de la réaction de photo-production

$$p\gamma \rightarrow \Delta^+ \begin{cases} \rightarrow p\pi^0 & (2/3) \\ \rightarrow n\pi^+ & (1/3) \end{cases}$$

s'écrit en termes des quadrvecteurs $\tilde{\mathcal{P}}_i$ associés à chaque particule :

$$\begin{pmatrix} E_{seuil} \\ \vec{p}_{seuil} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{p}_\pi \end{pmatrix}$$

Pour une collision frontale, le seuil de la réaction est :

$$E_{seuil} = \frac{m_\pi^2 + 2m_p m_\pi}{4E_\gamma}$$

Cette réaction domine largement tout autre processus de pertes d'énergie du proton. A mesure que l'énergie du proton croît, de plus en plus de photons dans la queue de Wien satisfont la condition de seuil et la longueur d'atténuation du proton décroît, nous allons le voir, exponentiellement. L'évaluation qui suit de cette atténuation se place dans le cadre d'une approximation des pertes d'énergie continues, qui n'est pas ce qui se fait de mieux pour traiter ce problème, étant donné qu'elle fixe le nombre d'interactions en fonction de la distance et qu'elle fixe l'inélasticité de la réaction à sa moyenne, alors que l'écart à cette inélasticité est grand. Un traitement de type Monte-Carlo [11, 13] tenant compte du bruit poissonien du nombre d'interactions est donc plus approprié, et les graphes qui sont présentés dans ce chapitre ont donc été obtenus avec une simulation Monte-Carlo pour restaurer la nature stochastique des pertes par photo-production. Néanmoins, le traitement par pertes continues donne une allure qualitative qui guide la compréhension

de la simulation. Le taux d'interactions entre un proton au repos et les photons du corps noir s'écrit :

$$c \int d\epsilon n(\epsilon) \sigma(\epsilon)$$

où $n(\epsilon)$ est la densité de photons du corps noir et $\sigma(\epsilon)$ la section efficace de la réaction envisagée. Le taux de pertes, pour une fraction d'énergie perdue par le proton $f(\epsilon)$ lors d'une interaction, s'écrit alors (dans le référentiel de l'observateur) :

$$\beta(E) = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{\gamma_p} \int_{\epsilon_{th}/2\gamma_p}^{\infty} d\epsilon n(\epsilon) \sigma(\epsilon) f(\epsilon)$$

où γ_p est le facteur de Lorentz du proton, et ϵ_{th} l'énergie seuil de la réaction dans le référentiel du proton. Dans son « référentiel propre », la distribution du corps noir est isotrope :

$$n(\epsilon, \theta, \phi) = \frac{\epsilon^2}{2\pi^2 \hbar^2 c^3} \frac{1}{e^{\epsilon/kT} - 1} \quad (\text{m}^{-3} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1})$$

Dans un référentiel en mouvement, la distribution de corps noir reste une distribution de corps noir, mais avec une température $T'(\theta')$ qui dépend de la direction :

$$T'(\theta') = \frac{T}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')}$$

Dans le référentiel du proton, la distribution de photons est donc :

$$\begin{aligned} n(\epsilon) &= \frac{\epsilon^2}{2\pi^2 (\hbar c)^3} \int_{-1}^1 \frac{d \cos \theta'}{\exp(\gamma_p \epsilon (1 - \beta \cos \theta') / kT) - 1} \\ &\simeq \frac{kT}{2\pi^2 (\hbar c)^3} \frac{\epsilon}{\gamma_p} \left[-\ln \left(1 - \exp \left(\frac{\epsilon}{2\gamma_p kT} \right) \right) \right] \end{aligned}$$

dans la limite $\beta \rightarrow 1$. Ainsi, le taux de pertes du proton est donné par [9] :

$$\beta(E) = \frac{ckT}{2\pi^2 (\hbar c)^3 \gamma_p^2} \int d\epsilon \sigma(\epsilon) f(\epsilon) \epsilon \left[-\ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\epsilon}{2\gamma_p kT} \right) \right) \right]$$

Pour $E_{seuil} < \epsilon_{th} m_p / 2kT \sim 300 \text{ EeV}$, la section efficace et la perte $f(\epsilon)$ sont déterminées par leurs valeurs au seuil de la réaction. On obtient alors la paramétrisation :

$$\beta(E) = \frac{2(kT)^3 \sigma \epsilon_{th}^2}{\pi^2 c^4 \hbar^3 m_p} \exp(-\epsilon_{th} / 2\gamma_p kT) \text{ an}^{-1}$$

A plus hautes énergies, pour $E \gg E_{seuil}$, la section efficace devient approximativement constante ($\sigma_0 \simeq 0.16 \text{ mb}$) ainsi que le taux de réactions :

$$\beta(E \gg E_{seuil}) = 1.8 \times 10^{-8} \text{ an}^{-1}$$

La fonction β est représentée sur la figure 1.10, tirée de la référence [9]. La connais-

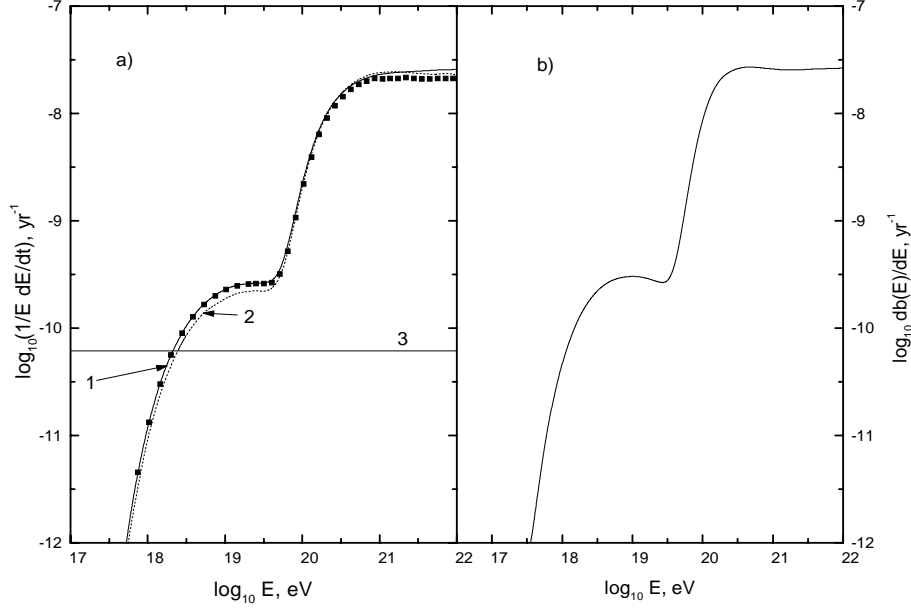


FIG. 1.9 – Pertes d'énergie du proton à ultra haute énergie. A gauche $\beta(E)$, à droite $\frac{db(E)}{dE}$ où $b(E) = \frac{dE}{dt}$. d'après [10].

sance de cette fonction β permet de calculer la valeur de l'énergie E_g émise par la source lorsque l'énergie du proton mesurée par l'observateur vaut E , puisque E_g est la solution de l'équation définissant β :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = -\beta(E)$$

Il est utile pour la suite de définir l'évolution de l'énergie à la génération $\xi(E, t)$:

$$\xi(E, t) = \frac{E_g(t)}{E}$$

ainsi que la fonction b définissant les pertes d'énergie du proton :

$$b(E) = -\frac{dE}{dt}$$

1.2.2 Spectre d'une source.

Considérons le cas d'un spectre produit par une source située à une distance r , dont le spectre de production suit une loi de puissance $N(E_g)dE_g = \kappa E_g^{-\gamma}dE_g$, où $N(E_g)$ est le nombre de particules émises par unité de temps. Le nombre de particules observées par unité de temps $N(E)$ se déduit du changement de variable

$$N(E)dE = N(E_g)dE_g$$

Le nombre de particules reçues par l'observateur situé à la distance r par unité de surface, par unité de temps et par stéradian $\mathcal{J}_1(E)$ est³

$$\mathcal{J}_1(E)dE = \frac{1}{4\pi} \frac{N(E_g)dE_g}{4\pi r^2}$$

Or, nous savons que l'énergie observée E à l'instant t et l'énergie à la génération E_g à l'instant t_0 sont liées par la relation

$$E_g(t) = E + \int_t^{t_0} dt' (b(E'))_{E'=\xi(E,t')E}$$

En différenciant cette expression par rapport à E , il vient

$$\frac{dE_g(t)}{dE} = 1 + \int_t^{t_0} dt' \frac{dE_g(t')}{dE} \left(\frac{db(E')}{dE'} \right)_{E'=\xi(E,t')E}$$

Une manière différente d'écrire la même expression consiste à poser $y(t) = \frac{dE_g(t)}{dE}$:

$$y(t) = 1 + \int_t^{t_0} dt' y(t') \left(\frac{db(E')}{dE'} \right)_{E'=\xi(E,t')E}$$

L'équation différentielle correspondante pour $y(t)$ s'écrit

$$\frac{y'(t)}{y(t)} = - \left(\frac{db(E')}{dE'} \right)_{E'=\xi(E,t')E}$$

dont la solution est

$$y(t) = \frac{dE_g(t)}{dE} = \exp \left(- \int_{t_0}^t dt' \left(\frac{db(E')}{dE'} \right)_{E'=\xi(E,t')E} \right)$$

On obtient finalement l'expression du spectre vu par l'observateur :

$$\mathcal{J}_1(E) = \frac{1}{4\pi} \frac{\kappa(\xi(E, t - t_0)E)^{-\gamma}}{4\pi r^2} \exp \left(- \int_{t_0}^t dt' \left(\frac{db(E')}{dE'} \right)_{E'=\xi(E,t')E} \right)$$

Le spectre subit donc bien une suppression exponentielle, dont l'origine physique provient des pertes des protons subies sur le rayonnement cosmologique. Cette coupure dans le spectre dépend bien entendu du temps de propagation des rayons cosmiques, c'est-à-dire de la distance entre la source et l'observateur. La figure 1.11 illustre cette dépendance pour des distances entre la source et l'observateur de 10 Mpc, 50 Mpc et 100 Mpc de haut en bas ; un indice spectral de 2.3 et une énergie maximale à la source de 10^{21} eV. En même temps que la distance augmente, le nombre d'interactions inélastiques croît causant plus de pertes, ce qui explique le déplacement de la bosse avant la coupure vers une plus basse énergie et que cette bosse s'amplifie.

³En toute rigueur, afin de définir une quantité observable par stéradian, il faut considérer que la source unique n'est pas ponctuelle mais se répartit uniformément sur une couronne sphérique située à la distance r .

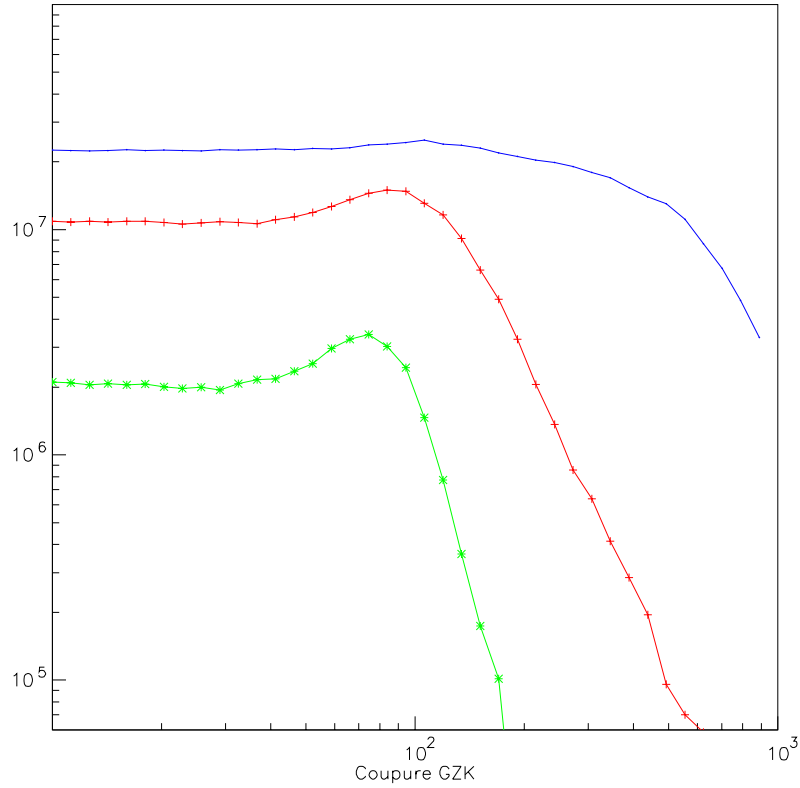


FIG. 1.10 – Coupure GZK d’une source située respectivement de haut en bas à 10 Mpc, 50 Mpc et 100 Mpc, pour un indice spectral de 2.3 et une énergie maximale de production de 10^{21} eV. Le spectre est multiplié par $E^{2.3}$ afin de mettre en avant la profondeur de la coupure. La normalisation est arbitraire. En même temps que la distance entre la source et l’observateur augmente, on voit « grossir la bosse des pions » qui se déplace à plus basse énergie.

1.2.3 Distribution cosmologique de sources.

La coupure GZK est une caractéristique du spectre des rayons cosmiques qui dépend du modèle de répartition des sources dans l'Univers. En supposant que cette répartition des sources suit la distribution de matière dans l'Univers, la coupure GZK est généralement entendue pour une distribution de sources homogène et isotrope. Considérons donc une sphère centrée sur l'observateur, à l'intérieur de laquelle règne une densité de sources homogène et isotrope ρ . Le flux d'un élément de volume $dV = r^2 dr d\Omega$ de cette sphère est :

$$\frac{d\mathcal{J}(E)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{\rho r^2 \kappa(\xi(E, t - t_0)E)^{-\gamma}}{4\pi r^2} \exp \left(- \int_{t_0}^t dt' \left(\frac{db(E')}{dE'} \right)_{E'=\xi(E, t')E} \right) dr$$

Il reste ensuite à intégrer numériquement cette expression pour connaître le spectre de ce modèle. Il dépend de l'indice spectral du type de sources, et de l'énergie maximale de la source. Il en ressort une coupure prononcée : lorsque les pertes $\frac{db(E)}{dE}$ sont négligeables entre t_0 et t , toutes les sources situées dans l'Univers causal sont visibles tandis que les pertes engendrées par la réaction de photo-production réduisent soudainement le volume visible après que le seuil a été dépassé. Le rayon visible après la coupure est déterminé par la longueur moyenne d'atténuation d'un proton, qui est typiquement de 10 Mpc à 100 EeV. La figure 1.12 illustre la coupure GZK pour une distribution uniforme de sources entre 10 Mpc et 1 Gpc, dans les mêmes conditions que celles expliquées pour la figure 1.11. Les points situés à l'arrière montrent l'approximation analytique dans le cadre de pertes continues.

1.2.4 Effet de la sur-densité locale de matière.

Nous venons de voir que la coupure GZK était une caractéristique de la fin du spectre des rayons cosmiques, dépendant de la distribution des sources dans l'Univers. Il est par ailleurs admis que notre position dans l'Univers ne reflète pas une homogénéité parfaite, mais se situe dans une région de sur-densité locale de matière. En supposant que la densité de sources des cosmiques qui nous intéressent est proportionnelle à la densité de galaxies, une sur-densité locale de sources peut aider, au premier abord, à expliquer l'absence de coupure GZK dans les données puisqu'en favorisant la composante des flux proches par rapport à la composante des flux plus lointains, elle augmente le flux à ultra haute énergie ($E > E_{GZK}$) par rapport au flux à plus basse énergie ($E < E_{GZK}$). La nuance « au premier abord » apportée dans la phrase précédente annonce qu'une étude rigoureuse de cette sur-densité ne suffit pas à expliquer le paradoxe GZK.

Puisque la sur-densité intervient dans un volume proche, il est important de corriger le calcul analytique du spectre par une simulation Monte-Carlo pour reproduire les pertes par photo-production - il existe une probabilité appréciable pour un proton de ne pas interagir du tout sur de si courtes distances. Une telle étude a été menée dans [12]. Cette étude confirme que la sur-densité locale tire la queue du spectre dans le bon sens, mais pas suffisamment pour résoudre significativement le paradoxe, même dans le cas de spectres

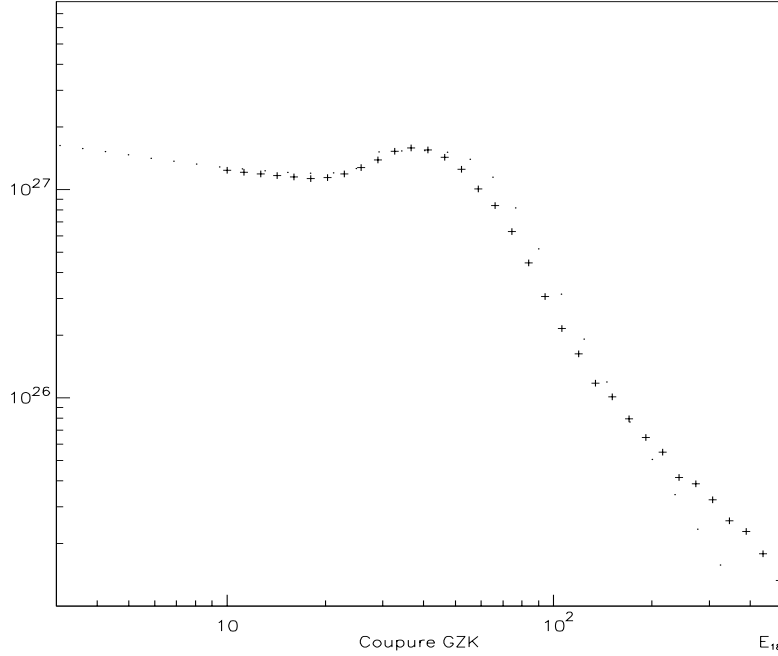


FIG. 1.11 – Coupure GZK pour une distribution uniforme de sources entre 10 Mpc et 1 Gpc, dans les mêmes conditions que la figure précédente. La courbe dessinée par les points montre le calcul analytique traitant les pertes subies par photoproduction d'une manière continue.

durs ($\gamma \simeq 1 - 2$) à la source. La figure 1.13 tirée de [12] illustre le désaccord pour un indice spectral source $\gamma = 3$.

1.3 Horizon des rayons cosmiques chargés : le paradoxe résolu ?

Dans le paragraphe précédent établissant l'existence théorique de la coupure GZK, nous ne nous sommes pas souciés des turbulences magnétiques extragalactiques, décrétant qu'à ces énergies, elles ne pouvaient être responsables que de légères déviations. La structure des champs magnétiques extragalactiques est extrêmement peu connue. Cependant, étant donnée l'échelle de grandeur des longueurs de cohérence ($\simeq 1$ Mpc) et étant donné l'ordre de grandeur des valeurs des champs (entre 1 nG et $1\mu\text{G}$) admises le plus couramment au niveau des amas de galaxies, les rayons de Larmor des particules dans la gamme d'énergie pre-GZK et les longueurs d'atténuation (de l'ordre d'une fraction d'une distance de Hubble) imposent plutôt un traitement diffusif [15, 16]. Le raccourcissement de la longueur d'atténuation aux énergies post-GZK permet en revanche de garder une ap-

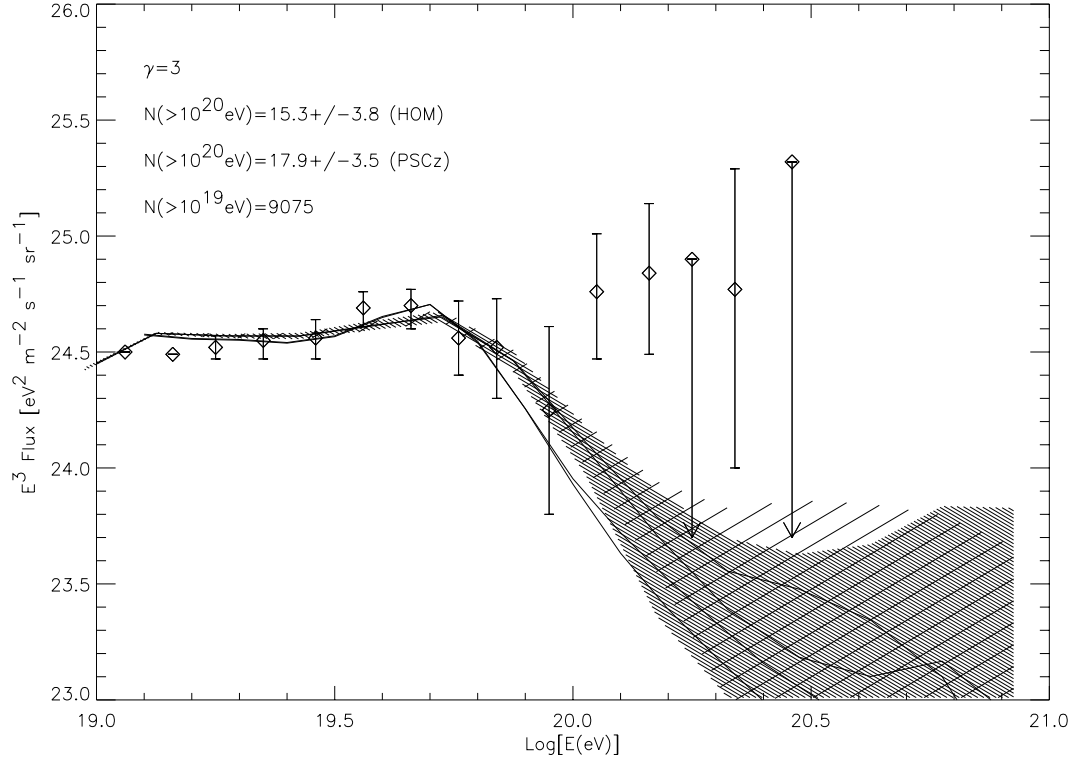


FIG. 1.12 – Flux simulés avec une statistique de 9075 événements au-dessus de 10^{19} eV, pour un indice spectral source $\gamma = 3$, en utilisant une répartition de sources uniforme (traits \) et une répartition suivant la sur-densité locale de matière (traits /). Les lignes solide et pointillée sont les moyennes analytiques pour les deux modèles, tandis que les lignes hachées-pointillées sont les moyennes des simulations Monte-Carlo. D'après [12].

proche balistique pour une grande gamme de valeurs des divers paramètres. Ainsi, l'énergie E_{GZK} qui apparaissait d'une manière limpide comme une énergie de coupure imposée par la cinématique et la dynamique des particules, devient brouillée à l'intérieur de la transition des deux régimes mentionnés. Nous allons voir que cette remarque, qui nous oblige à revoir la manière de calculer le spectre dans le cadre d'une distribution uniforme de sources, peut avoir d'importantes conséquences sur le spectre.

1.3.1 Propagation des rayons cosmiques chargés en régime diffusif.

A l'intérieur du régime diffusif, plusieurs régimes peuvent être distingués à travers la dépendance en l'énergie du coefficient de diffusion $D(E)$. Des estimations récentes [14], combinant des approches numériques et analytiques, montrent que dans des turbulences pures, c'est-à-dire en l'absence d'une composante cohérente du champ magnétique, ces régimes sont au nombre de 3. En fonction de la valeur B des turbulences, et des échelles de cohérence L de ces turbulences, ces études font ressortir les paramétrisations du coefficient

de diffusion suivantes :

$$\begin{aligned}
D(E) &\simeq 0.02 \left(\frac{E}{10^{20}\text{eV}} \right)^{7/3} \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^{-7/3} \left(\frac{L}{\text{Mpc}} \right)^{-4/3} \frac{\text{Mpc}^2}{\text{Myr}} \quad (E > E^*) \\
&\simeq 0.03 \left(\frac{E}{10^{20}\text{eV}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^{-1} \frac{\text{Mpc}^2}{\text{Myr}} \quad (0.1E^* < E < E^*) \\
&\simeq 0.004 \left(\frac{E}{10^{20}\text{eV}} \right)^{1/3} \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^{-1/3} \left(\frac{L}{\text{Mpc}} \right)^{-2/3} \frac{\text{Mpc}^2}{\text{Myr}} \quad (E < 0.1E^*)
\end{aligned}$$

L'énergie de transition E^* est évaluée en égalant l'échelle de cohérence et le rayon de Larmor de la particule $r_L(E = E^*) = L/2\pi$:

$$E^* = 1.45 \times 10^{20} \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{L}{\text{Mpc}} \right) \text{eV}$$

On voit sur ces expressions que le comportement diffusif en $E^{1/3}$ caractéristique de la diffusion de Kolmogorov ne s'applique pas jusqu'à E^* , et que le comportement en E caractéristique de la diffusion de Bohm s'arrête à E^* .

Connaissant ces paramétrisations du coefficient de diffusion, il s'agit donc de résoudre l'équation de transport des rayons cosmiques pour le nombre de particules par unité de volume d'énergie E en un point \vec{r} à l'instant t en régime diffusif (avec un coefficient de diffusion $D(E)$) en tenant compte des pertes et du terme de source $q(E, \vec{r}, t) = N_0(E)\delta(t)\delta(\vec{r})$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \text{div}(D\vec{\nabla}n) + \frac{\partial(b(E)n)}{\partial E} = q(E, \vec{r}, t)$$

La solution analytique de cette équation est connue [17] pour un coefficient de diffusion indépendant de r :

$$n(E, \vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt_g \int_0^{E_{max}} Q(E_g) \frac{\delta(t - t_g - \tau)}{(4\pi\lambda(E, E_g))^{3/2}} \frac{e^{-(\vec{r}-\vec{r}_g)^2/4\lambda}}{b(E)} dE_g$$

où ont été introduits le temps $\tau(E, E_g)$ nécessaire pour atteindre l'énergie E partant d'une énergie E_g :

$$\tau(E, E_g) = \int_E^{E_g} d\epsilon \frac{1}{b(\epsilon)}$$

et la distance $\sqrt{\lambda(E, E_g)}$ nécessaire correspondante :

$$\lambda(E, E_g) = \int_E^{E_g} d\epsilon \frac{D(\epsilon)}{b(\epsilon)}$$

Aux énergies inférieures à 30 EeV, les échelles de temps de pertes sont plus longues que les échelles de temps de propagation. Il en résulte que le terme de pertes d'énergie ne joue pas de rôle crucial, et nous nous contenterons de considérer l'équation sans ce terme de pertes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D\vec{\nabla}^2 n = q(E, \vec{r}, t)$$

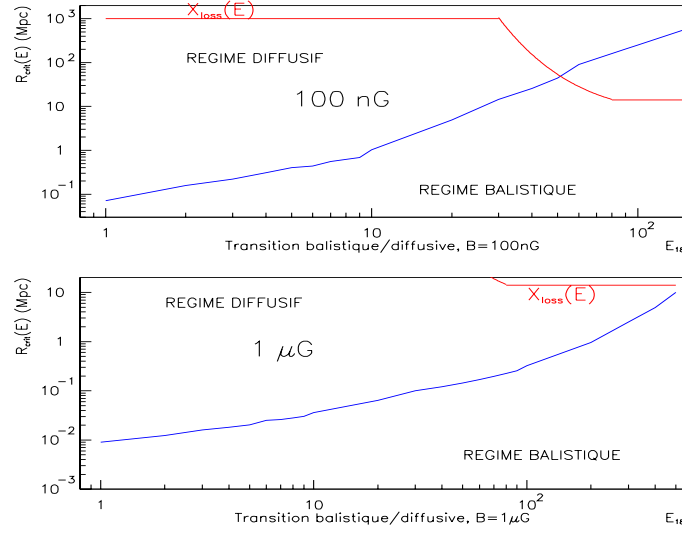


FIG. 1.13 – Transition entre les régimes balistique et diffusif en fonction de l'énergie.

dont la solution est

$$n(E, \vec{r}, t) = \frac{N_0}{(8\pi D(E)t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4D(E)t}\right)$$

On peut, à partir de cette solution, estimer la dépendance en l'énergie et en temps du rayon $R = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ de la bulle diffuse s'éloignant du centre :

$$R(E, t) \sim \sqrt{4D(E)t}$$

A partir de cette relation, on peut se donner une idée du rayon à partir duquel on passe du régime balistique au régime diffusif à énergie donnée aussi bien que l'énergie critique qui marque la transition entre les deux régimes pour une distance entre une source et un observateur fixée. Cette transition est définie dans le plan (R, E) par l'équation $\tau_{diff} = \tau_{bal}$, soit $R^2/4D = R/c$ et est représentée sur la figure 1.13 pour deux valeurs de champs.

Cette solution est valable dans le cas d'une source ponctuelle dans le temps. Si la durée de la source s'étend pendant une durée τ , le nombre de particules par unité de volume en un point d'observation \vec{r} au temps T se calcule en intégrant la fonction de Green :

$$\begin{aligned} n(E, \vec{r}) &= \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} \frac{dt}{(4D(T-t))^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4D(T-t)}\right) \\ &= \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}\tau} \frac{\sqrt{4\pi}}{8Dr} \left[\text{erf}\left(\frac{r}{\sqrt{4D(T-t_0)}}\right) - \text{erf}\left(\frac{r}{\sqrt{4D(T-(t_0+\tau))}}\right) \right] \end{aligned}$$

où erf est la fonction erreur :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dt e^{-t^2}$$

Enfin, dans le cas d'une source non pas transitoire mais continue dans le temps, le nombre de particules par unité de volume s'écrit :

$$\begin{aligned} n(E, \vec{r}) &= \frac{\dot{N}_0}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^T \frac{dt}{(4D(T-t))^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4D(T-t)}\right) \\ &= \frac{\dot{N}_0}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\sqrt{\pi}}{4Dr} \left(1 - \text{erf}\left(\frac{r}{\sqrt{4DT}}\right)\right) \end{aligned}$$

où \dot{N}_0 est le nombre de particules d'énergie E produites par unité de temps.

1.3.2 Horizon magnétique des rayons cosmiques chargés.

Les considérations du paragraphe précédent nous amènent à revoir la distance maximale qu'un rayon cosmique peut parcourir en dessous de E_{GZK} . L'existence d'une bulle diffuse dont le rayon croît moins vite que ct entraîne la formation d'un *horizon magnétique* qui limite la distance de propagation entre la source et l'observateur. En régime balistique, cette distance était la distance d'atténuation. Dans le cadre diffusif, il convient maintenant de considérer que cette distance vaut $\sqrt{4D(E, B)T_{loss}(E)}$ pendant un temps $T_{loss}(E)$ d'atténuation. La figure 1.14 illustre pour 3 valeurs de turbulences cet horizon magnétique, en traçant le rayon maximal atteint par 63% des particules ayant voyagé dans la bulle diffuse pendant le temps d'atténuation typique $T_{loss}(E)$, c'est-à-dire le temps moyen au bout duquel une particule a perdu une fraction $1/e$ de son énergie initiale.

1.3.3 Conséquences sur le spectre.

L'horizon magnétique a pour conséquence directe de réduire l'Univers visible y compris à ultra haute énergie. Il faut par conséquent formaliser de nouveau l'argument principal qui amène la coupure GZK à la lumière de cet horizon. Rappelons que la coupure survient parce qu'à partir de E_{GZK} , le rayon visible de l'Univers se trouvait brutalement réduit d'un facteur ~ 100 suite à l'atténuation provoquée par la réaction de photo-production de pions. Mais nous venons de voir que le traitement diffusif en deçà de E_{GZK} réduit aussi le rayon visible. La composante à plus haute énergie ($E \gg E_{GZK}$) ne se trouve pas affectée de manière appréciable par cet effet diffusif, puisque ces particules sont attendues être originaires de sources proches, et la propagation à ces énergies est plutôt balistique. Ainsi, pour certaines valeurs loin d'être hérétiques des turbulences magnétiques, les rayons visibles en régime diffusif et en régime balistique deviennent comparables. Nous verrons dans le chapitre 2 que cette coïncidence numérique s'accorde bien avec une forte atténuation, voire une suppression de la coupure GZK.

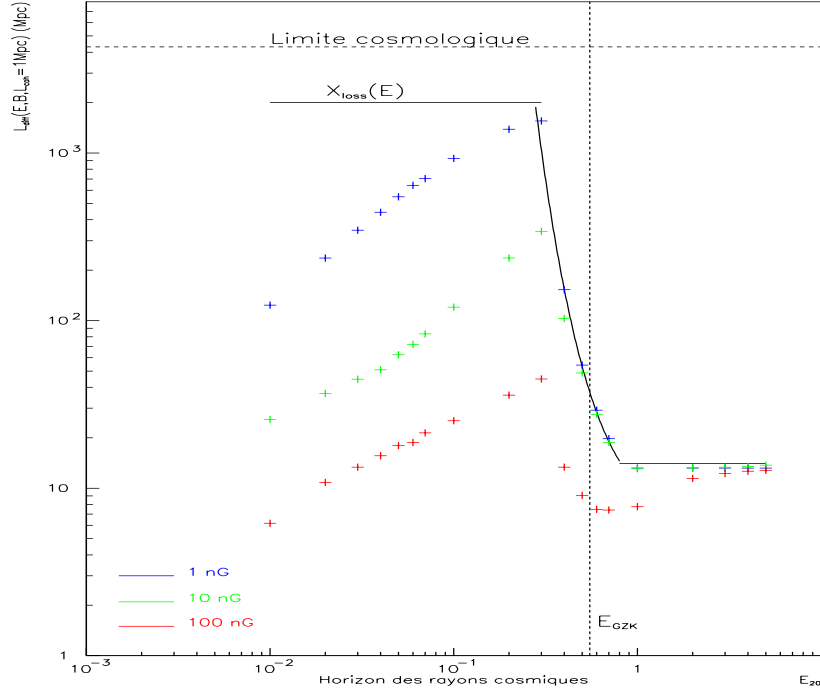


FIG. 1.14 – Rayon maximal de la bulle diffusive en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de champs magnétiques turbulents cohérents sur des échelles de 1 Mpc. Le temps de propagation maximum est fixé par la longueur d'atténuation en fonction de l'énergie ($X_{\text{loss}}(E)$). Ceci définit un *horizon magnétique*, en ce sens qu'une source située au-delà du rayon n'est pas visible par l'observateur situé au centre de la sphère.

1.4 A la recherche de ZeVatrons.

Les chapitres précédents traitaient du problème de la propagation des RCUHE, en imposant par économie de principes et de structures que ces rayons cosmiques étaient des protons ou des noyaux. La propagation de ces particules pose problème parce qu'on ne connaît ni la localisation des sources, ni les champs magnétiques rencontrés. Le chapitre qui suit s'attaque quant à lui aux principales idées théoriques qui produisent de tels RCUHE. Deux grandes classes de modèles existent ; l'une essaie d'accélérer des particules chargées dans des objets astrophysiques tandis que l'autre désintègre des particules (ou pseudo-particules) dont la masse est plus lourde que l'énergie des RCUHE. Plutôt qu'une revue générale, nous faisons ici le choix de mettre le projecteur sur quelques modèles particuliers afin de saisir les ajustements de paramètres nécessaires. Comme on va le voir, l'intitulé de ce chapitre aurait pu tout aussi bien reprendre la formule « Recherche ZeVatrons désespérément ».

1.4.1 Modèles astrophysiques.

Parmi les sites astrophysiques les plus intéressants pour accélérer des particules figurent les sursauts gamma et les noyaux actifs de galaxie. Ces derniers sont certainement les meilleurs candidats, surtout dans le cas où les jets symétriques de matière sont orientés dans notre direction. Nous reportons cependant les discussions de ces modèles à des références plus spécialisées.

Plusieurs tentatives d'identification des sources des RCUHE ont été avancées dans la littérature, mais jamais de manière très convaincante. Parmi celles-ci, en plongeant notre galaxie dans un vent de Parker cohérent sur une échelle de 1 Mpc, Biermann *et al.* ont publié que la direction des 13 événements détectés les plus énergétiques pointait vers Virgo en supposant que 11 d'entre eux étaient des protons et les 2 les plus énergétiques des noyaux d'hélium. Outre le biais méthodologique démontré dans [19, 20], l'hypothèse *ad hoc* de la nature des primaires ne peut être qu'en accord marginal avec ce scénario, puisque la contrepartie attendue en protons se révèle être 100 fois plus importante que celle en hélium [21].

1.4.2 Jeunes étoiles à neutrons.

L'intensité des champs magnétiques des jeunes étoiles à neutrons place ces objets comme un théâtre très propice pour accélérer des particules de charge électrique Z , en considérant l'énergie limite E_{max} qu'il est possible d'atteindre dans un site de taille L :

$$E_{max} = ZBL \simeq Z \frac{B}{1\mu\text{G}} \frac{L}{1\text{kpc}} \text{EeV}$$

Le diagramme d'Hillas (figure 1.15) sélectionne les objets qui remplissent la condition $E_{max} \simeq 10^{21}$ eV.

Dans un article paru dans la revue *The Astrophysical Journal*, Blasi, Epstein et Olinto ont repris l'idée que les flux de rayons cosmiques observés pourraient être des ions de Fer accélérés dans un vent magnétohydrodynamique durant les toutes premières années des jeunes étoiles à neutrons. Outre qu'il n'est rien dit sur le mécanisme physique qui convertit la perte d'énergie de rotation de l'étoile en énergie cinétique, ce modèle repose sur un ajustement de paramètres tirant vers des limites maximales les observables physiques, notamment la densité de particules pouvant être accélérées. Commençons par replacer quelques généralités concernant l'électrodynamique d'une étoile à neutrons. Le voisinage immédiat d'une étoile à neutrons est appelé *magnétosphère*. On peut considérer, avec une très bonne approximation, que l'étoile est un aimant excentré tournant, les forces magnétiques à la surface de l'étoile étant très intenses. On comprend mieux les propriétés électrodynamiques de l'étoile en considérant plus simplement encore que l'aimant tourne autour de son axe magnétique : il s'agit alors d'un inducteur dipolaire. Dans un article très classique, Goldreich et Julian [23] ont montré qu'il devait exister un plasma en corotation autour de l'étoile, de sorte que des courants circulent dans la magnétosphère.

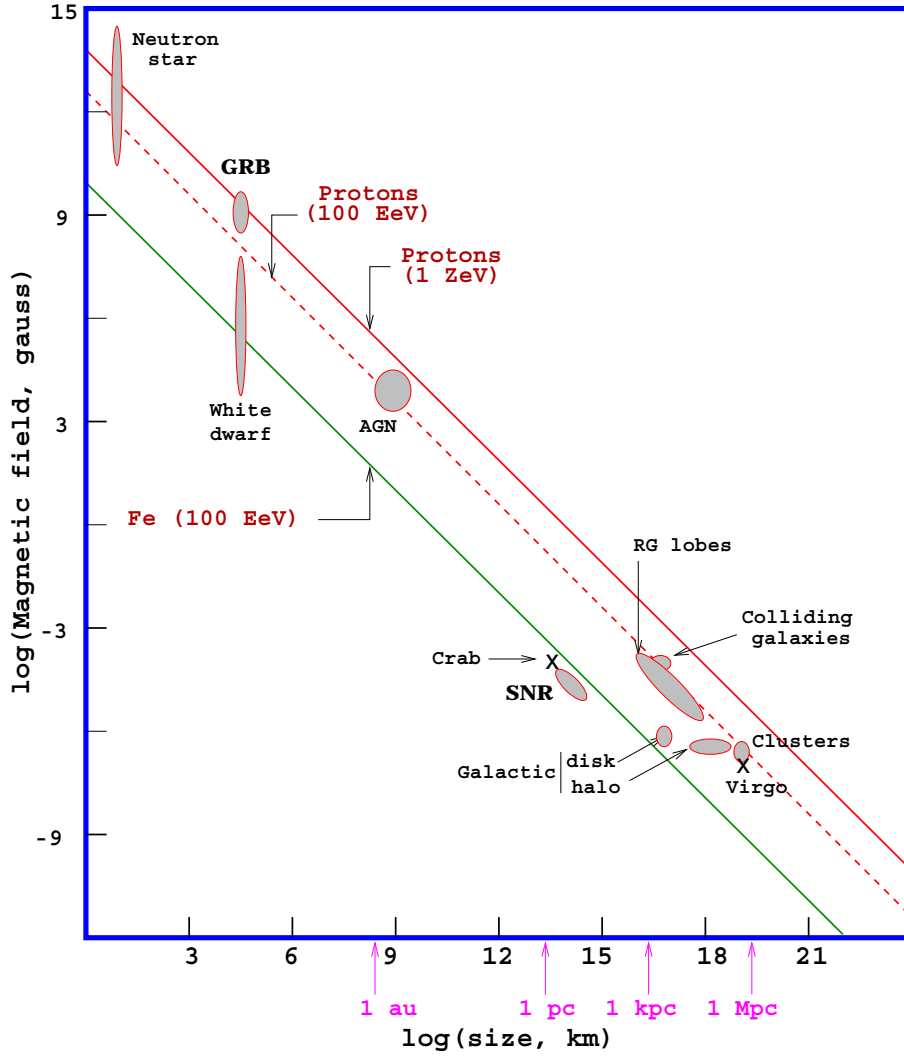


FIG. 1.15 – Diagramme d'Hillas.

La divergence du champ électrique en corotation implique l'existence d'une densité de charges $\rho_{GJ} = en_{GJ}$:

$$\rho_{GJ} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{E}}{4\pi}$$

En négligeant l'inertie des particules de sorte que la force de Lorentz agissant sur les particules s'annule, cette densité de particules s'évalue comme :

$$n_{GJ} = \frac{|\vec{\Omega} \cdot \vec{B}|}{2\pi c} \simeq (7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}) \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{0.1 \text{ s}} \right)^{-1} \cos \theta$$

où Ω est la vitesse de rotation de l'étoile, et θ l'angle entre $\vec{\Omega}$ et \vec{B} . A l'intérieur d'un certain rayon R_L appelé rayon de lumière, rayon où la vitesse de rotation du matériau qui tourne avec l'étoile est égale à la vitesse de la lumière

$$R_L = \frac{c}{\Omega} = 4.77 \frac{P}{1s} 10^9 \text{cm}$$

les lignes de champ se referment sur elles-mêmes, tandis que les lignes qui se trouvent à l'extérieur de ce cylindre restent ouvertes. La perte d'énergie de rotation par unité de temps L_{sd} peut être reliée au flux de Poynting T dans la limite où les équations hydrodynamiques couplées à celles de l'électrodynamique décrivant le milieu peuvent être linéarisées (limite MHD, pour magnétohydrodynamique) :

$$L_{sd} \propto (T^{0j} \vec{e}_j)$$

La conversion de cette perte d'énergie de rotation d'une étoile à neutrons en énergie cinétique accélérant des particules à ultra haute énergie est le postulat du modèle [24] que nous discutons. La surface d'une jeune étoile à neutrons est essentiellement composée de noyaux de fer, qui seraient les primaires accélérés par un vent MHD relativiste se propageant dans la magnétosphère de ces jeunes étoiles à neutrons en rotation rapide et baignées par un champ magnétique très intense. Le nombre de noyaux de fer $\dot{N}(\text{Fe})$ traversant le cylindre de lumière par unité de temps est postulé égal au taux de Goldreich-Julian estimé à l'équateur :

$$\dot{N}(\text{Fe}) = \dot{N}_{GJ} = \frac{\pi R_S^3}{ZecR_L} \rho_{GJ}$$

Par un jeu d'équation aux dimensions, la conversion postulée conduit à des accélérations

$$E_{RCUHE} \simeq \frac{L_{sd}}{\dot{N}(\text{Fe})} \simeq 10^{21} Z_{26} B_{13} \rho_{ms}^{-2} \text{eV}$$

où $Z_{26} = Z/26$ et $B_{13} = B/10^{13} \text{G}$. Pour accélérer des noyaux de fer ($Z_{26} = 1$), cette relation contraint les valeurs possibles de B et P . Les auteurs de [24] montrent que ces noyaux peuvent s'échapper des restes de la supernova sans subir de pertes par spallation pour des valeurs de B et P comprises dans la région nécessaire.

Sans discuter la validité de l'hypothèse concernant la conversion d'énergie, on peut se demander dans quelles conditions le taux de noyaux de fer $\dot{N}(\text{Fe})$ correspond au taux de Goldreich/Julian qui est une limite maximale. Près de la surface de l'étoile, la matière est de nature atomique. Afin d'extraire des particules chargées depuis la surface de l'étoile vers la magnétosphère, il faut donc étudier « l'atmosphère » de l'étoile. La validité de l'hypothèse estimant le taux d'ions (ou de noyaux) de fer traversant le cylindre de lumière doit ainsi être mise au regard de la structure atomique dans des champs magnétiques forts. Contrairement aux conditions du laboratoire, l'interaction dominante dans ce contexte est l'interaction du spin de l'électron avec le champ magnétique, l'interaction coulombienne étant une perturbation. Même si la résolution de ce problème pour l'atome d'hydrogène ne

présente pas d'intérêt pour l'analyse du modèle qui nous occupe ici, les aspects qualitatifs demeurent après un traitement plus compliqué à base de méthodes Hartree-Fock pour un atome de fer. Pour un atome d'hydrogène, dans un champ $B_{13} \sim 1$, les valeurs typiques de ces interactions sont de 10 keV pour l'interaction spin de l'électron/champ magnétique et de 10 eV pour l'interaction coulombienne. Ces ordres de grandeur nous guident vers un traitement non relativiste : l'équation régissant les niveaux d'énergie E_n des électrons dans un atome est donc une équation de Schrödinger qui prend la forme :

$$\frac{(\vec{p} - (e/c)\vec{A})^2}{2m_e} \Psi_n = E_n \Psi_n$$

où le potentiel vecteur \vec{A} pour un champ magnétique aligné suivant l'axe z est

$$\vec{A} = \frac{1}{2}B(-y, x, 0) \text{ , } \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$$

On peut séparer la composante du mouvement suivant z qui contribue par une énergie $\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$ à l'énergie totale, et transformer l'équation précédente en une équation d'un oscillateur harmonique à deux dimensions en coordonnées cylindriques [27]. Les niveaux d'énergie, appelés niveaux de Landau, s'écrivent finalement :

$$E_{nm}(k) = (2n + \frac{1}{2}|m| - \frac{1}{2}m + \frac{1}{2})\hbar\omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

où $\hbar\omega$ peut s'exprimer en fonction du magnéton de Bohr μ_B :

$$\hbar\omega = \mu_B B = \frac{e\hbar}{2m_e c} B$$

Dans un champ de $10^{12}G$, $\hbar\omega \simeq 10$ keV. Les orbites spirales ont un rayon quantifié :

$$\rho_m = \sqrt{2m+1} \frac{2\hbar c}{eB}$$

La déformation quantique induite par le principe d'incertitudes introduite ici se traduit dans la non commutation des coordonnées du centre de ces spirales : on ne peut donc pas connaître simultanément le centre des spirales et leur rayon ρ_m . La grande valeur de $\hbar\omega$ rend la configuration radiale difficile à exciter tandis que l'état fondamental est infiniment dégénéré avec le nombre quantique azimutal m . L'effet de la perturbation coulombienne, dont le potentiel ne change d'une manière appréciable que la dépendance en z de la fonction d'onde est de lever les dégénérescences en m . Ce potentiel s'écrit :

$$\frac{e^2}{r} \simeq \frac{e^2}{\sqrt{\left(z^2 + \left(\frac{2\hbar c}{eB}\right)^2\right)}}$$

A grandes distances

$$\frac{e^2}{\sqrt{\left(z^2 + \left(\frac{2\hbar c}{eB}\right)^2\right)}} \simeq \frac{e^2}{z} \left(1 - \frac{(2\hbar c)^2}{2(eBz)^2}\right)$$

ce potentiel est un potentiel de Coulomb qui confine l'électron le long de l'axe z , tandis qu'à courtes distances,

$$\frac{e^2}{\sqrt{z^2 + \left(\frac{2\hbar c}{eB}\right)^2}} \simeq \frac{e^3 B}{2\hbar c} \left(1 - \frac{(eBz)^2}{2(2\hbar c)^2}\right)$$

c'est le potentiel d'un oscillateur harmonique de profondeur d'environ 1 keV et de niveau fondamental d'environ 10 keV. Ces valeurs montrent qu'aucun état lié ne peut se produire dans cette dernière limite. Ainsi, seul le comportement à grandes distances du potentiel apporte des modifications. La dépendance en z de la fonction d'onde est asymptotiquement solution de l'équation aux valeurs propres :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{e^2}{z}\right) \phi_j(z) = E_j \phi_j(z)$$

On peut montrer [25] par des méthodes de variation que l'énergie de l'état fondamental de ce système est, où l'on a introduit le rayon de Bohr a_0 :

$$E_0 \simeq -\frac{\hbar^2}{4ma_0} \left(\ln \frac{eBa_0}{2\hbar c}\right)^2 \simeq -100 \text{ eV}$$

Arrivés à ce point, résumons l'image de la structure atomique en présence de champ magnétique fort qui est faite ici. Le résultat principal réside dans le fait que, pour des champs magnétiques suffisamment forts, l'énergie de l'état fondamental est $\simeq -100$ eV. Cet état fondamental correspond aux nombres quantiques $n = j = m = 0$. Les premiers niveaux excités, $n = j = 0$ et $m = 1, 2, \dots$, perturbent le niveau fondamental d'une fraction d'eV. Les niveaux tels que $n = 0$, $j = 1, 2, \dots$, $m = 0, 1, \dots$ se situent à environ -10 eV, conduisant à des états liés. Le premier niveau radial excité se situe quant à lui au-dessus d'un gap d'environ 10 keV, conduisant à une ionisation. La « géométrie cylindrique des atomes » engendre d'importants moments quadrupolaires électriques, entraînant le couplage de quadripôles électriques entre plusieurs atomes, et amenant ainsi la formation de chaînes polymériques. Ces chaînes de polymères peuvent se coupler à leur tour de nouveau par l'intermédiaire des moments quadrupolaires et former des états liés. L'évaluation de l'énergie de cohésion ΔE_{coh} de telles structures est un problème faisant appel à des méthodes d'approximation extrêmement sophistiquées, dont les conclusions chiffrent l'ordre de grandeur de cette énergie là encore à quelques keV pour des champs magnétiques suffisamment forts :

$$\Delta E_{coh} \simeq 0.9 \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}}\right)^{0.73} \text{ keV}$$

Ainsi, la densité de particules traversant le cylindre de lumière doit être corrigée [26] :

$$\dot{N}(\text{Fe}) = \dot{N}_{GJ} \times \min \left(1, \sqrt{\frac{kT_S}{1 \text{ keV}}} \frac{P}{1 \text{ s}} \frac{B_S}{10^{12} \text{ G}} \frac{Z}{26} \left(\frac{A}{56}\right)^{-3/2} \frac{\rho_s}{10^7 \text{ kg/m}^3} \exp \left(-\frac{30 \Delta E_{coh}}{kT} \right) \right)$$

Pour permettre l'émission thermique, la température de la surface de l'étoile à neutrons devrait donc dépasser la température critique T_c durant les trois premières années de sa formation :

$$T_c = \frac{\Delta E_{coh}}{30k} \simeq (2 \cdot 10^6 \text{ K}) \left(\frac{B_S}{10^{13} \text{ G}} \right)^{0.73}$$

Pour des champs de l'ordre de $B_{13} \simeq 1$ ou plus, comme ceux invoqués dans le modèle [24], la température de la surface d'une étoile à neutrons est généralement estimée inférieure à 10^6 K [30]. Il n'est donc pas évident que la température à la surface d'une jeune étoile à neutrons dépasse cette température critique, ce point délicat n'est en tout cas pas abordé dans [24], et limite plus sévèrement la région $B - P$ permise [29], région représentée sur la figure 1.16.

Malgré la durée très brève de tels événements (les rayonnements électromagnétiques et gravitationnels diminuent rapidement la vitesse de rotation de l'étoile) et le taux de naissance (1 par $\simeq 100$ ans) beaucoup plus grand que la durée d'émission, le flux des rayons cosmiques observés sur Terre peut apparaître continu en raison du confinement magnétique dû à une composante cohérente du champ galactique, et provenant de directions du ciel très différentes de la direction d'émission, simplement parce que le rayon de Larmor r_L d'un noyau de fer est plus petit que la distance typique nous séparant de ce type d'événement :

$$r_L \simeq 1.4 \frac{E_{20}}{Z_{26}} \left(\frac{B}{3\mu\text{G}} \right)^{-1} \text{ kpc}$$

Le spectre à la source en E^{-1} serait conservé malgré le confinement d'après [28]. Notons qu'il est indécidable avec les données actuelles de trancher la question de l'anisotropie qu'on obtiendrait inévitablement à haute énergie avec le modèle de champ cohérent utilisé dans [28].

1.4.3 Reliques de brisures spontanées de symétries et défauts topologiques.

La figure 1.17 résume brièvement l'histoire thermique de l'Univers telle que la cosmologie moderne la décrit dans le cadre du modèle du *Big Bang chaud*. Si la physique des particules permet un consensus jusqu'à la transition électrofaible concernant la symétrie fondamentale gouvernant les interactions des constituants élémentaires ⁴, il règne en revanche un flou artistique total dès lors que la température de l'Univers permet la restauration de cette symétrie. C'est en effet dans le cadre des corrections radiatives au potentiel qui couple le champ de Higgs à lui-même et aux autres champs quantiques (dit *potentiel effectif*, ou encore *potentiel de Coleman-Weinberg*) que sont entendues les transitions de phase des théories quantiques des champs, et les brisures spontanées de symétries internes [32, 33]. Il est tentant de vouloir aussitôt interpréter l'existence des RCUHE comme

⁴En attendant le Higgs, évidemment.

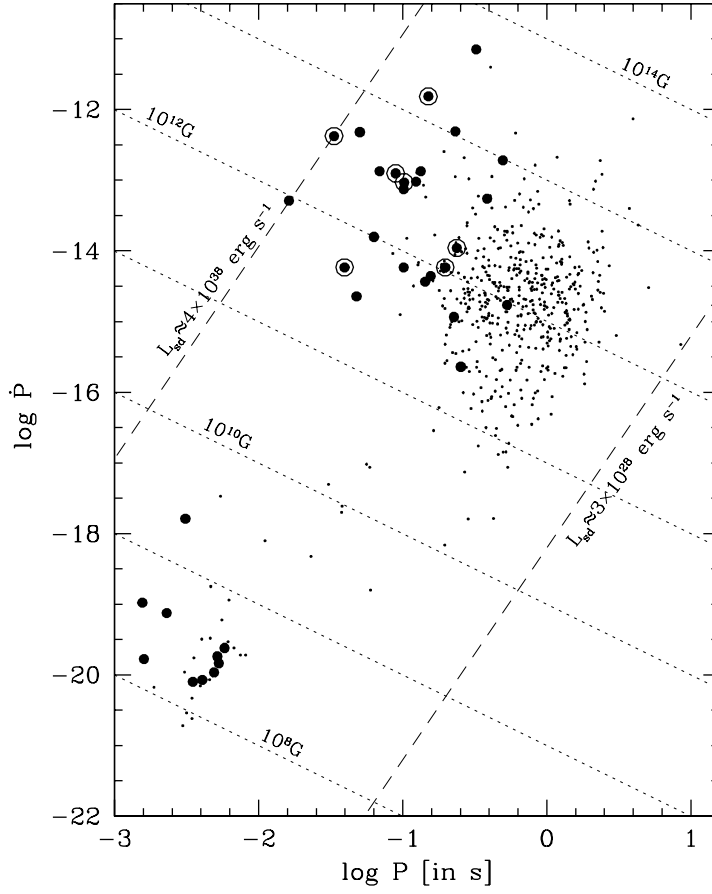


FIG. 1.16 – Région nécessaire (délimitée en pointillés) des valeurs $B - P$ pour un scénario du type [24]. D'après [29].

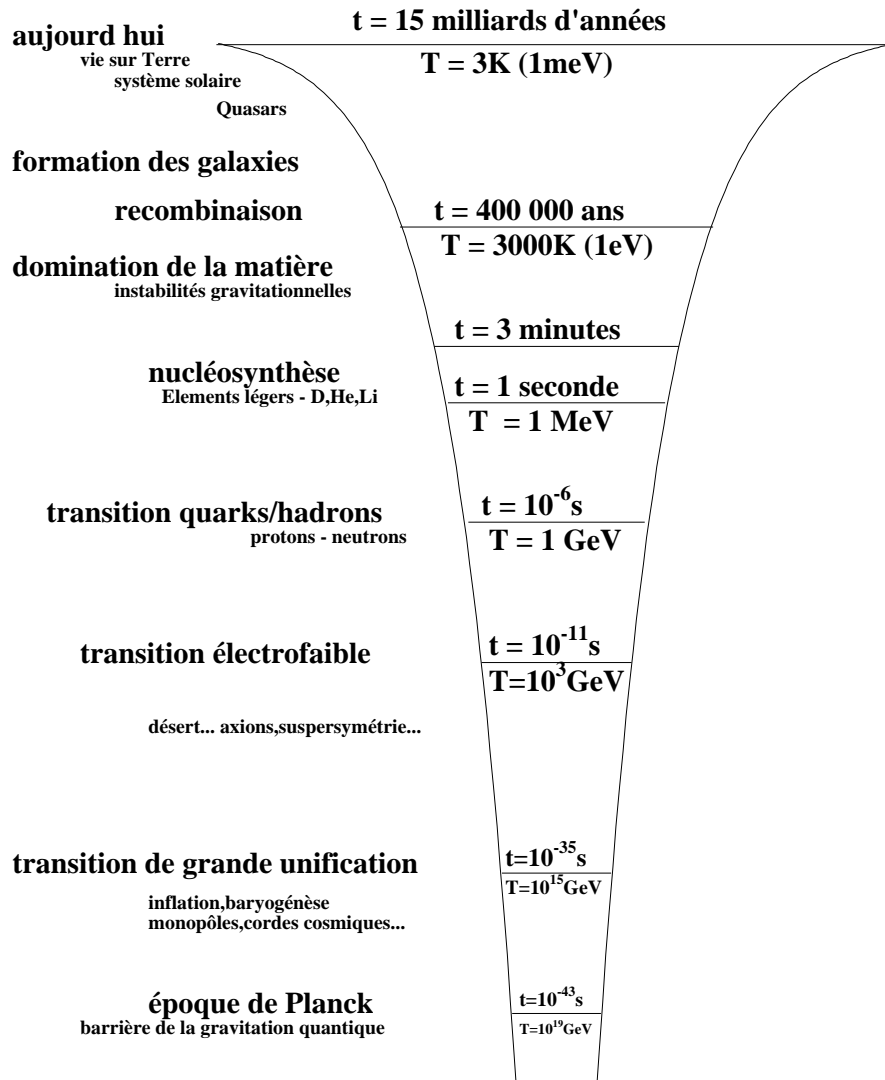


FIG. 1.17 – Une brève histoire thermique de l'Univers.

la manifestation la plus évidente de défauts topologiques engendrés lors des transitions de phase d'éventuelles symétries internes fondamentales à des températures supérieures à la température électrofaible ⁵, ou comme la manifestation de bains non thermiques de ces symétries qui auraient découplé lors de ces mêmes transitions. Ainsi parle t-on de *reliques* (éventuelles !) de l'Univers primordial. Si ce scénario présente l'avantage de produire naturellement des particules élémentaires dans la gamme d'énergie qui nous intéresse particulièrement, d'autres observations dans d'autres gammes d'énergie contraignent fortement l'espace des paramètres encore accessibles d'une façon phénoménologique. Concernant la possibilité qu'une contribution au flux des RCUHE provienne d'une époque de symétrie interne « plus grande », la première des contraintes à observer se traduit simplement dans le fait que le temps de vie des particules reliques doit être comparable à l'âge de l'Univers. Comme nous allons le voir, cette contrainte ne se résout pas de soi sans faire appel à des effets non perturbatifs de type *instanton* ou *trou de ver*. Afin de cerner les ajustements fins de paramètres nécessaires pour obtenir une particule lourde avec un temps de vie long dans une théorie quantique des champs, nous commencerons par résoudre cet exercice pour le muon dans le cadre du modèle standard, mais en se replaçant dans un contexte où ce modèle standard n'est connu qu'en tant que théorie effective, c'est-à-dire juste après la découverte de la violation de la parité par les interactions faibles. Cette approche permettra ensuite de fixer les conditions sur les théories effectives capables de produire des particules lourdes à temps de vie long. Ces conditions n'étant réalisables que d'une manière *ad hoc*, des mécanismes non perturbatifs permettant la désintégration de particules pourtant protégées par des nombres quantiques seront indiqués ; avant de résumer les grandes signatures dans le spectre des RCUHE que tous ces modèles⁶ amènent naturellement.

1.4.3.1 Temps de vie du muon.

Ce calcul, qui n'utilise pas le courant neutre des interactions faibles, est très classique et nous nous contentons d'indiquer le résultat de la probabilité de transition \mathcal{W} après avoir tenu compte des corrections radiatives et de l'émission de photons mous⁷ :

$$\frac{1}{\tau} = \mathcal{W} = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \left(1 - \frac{\alpha}{2\pi} \left(\pi^2 - \frac{25}{4} \right) - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2} + \dots \right)$$

où α est la constante de structure fine, m_e la masse de l'électron, m_μ la masse du muon et G la constante de Fermi. Au premier ordre, le rapport de l'inverse du temps de vie du muon et de sa masse fait ressortir le rôle de Gm_μ^2 comme celui d'une force de couplage effective :

$$\frac{\tau^{-1}}{m_\mu} \simeq \frac{1}{192\pi^3} (Gm_\mu^2)^2$$

⁵Rappelons en effet que seules les transitions de phase au-delà de la transition électrofaible sont susceptibles de produire des monopoles, la transition électrofaible elle-même n'en produisant pas en raison de l'encapsulation très particulière de l'électrodynamique dans le groupe $SU_L(2) \times U_Y(1)$ [31, 34].

⁶Modèles *top down* dans la littérature anglo-saxonne.

⁷Il est en effet impossible de distinguer les différents états finals expérimentalement pour l'émission de photons mous, à moins, en quelque sorte, de disposer d'un détecteur de la taille de l'Univers.

Ce rôle est confirmé si on essaie d'évaluer la masse M à partir de laquelle cette force effective devient de l'ordre de grandeur de la constante de structure fine :

$$GM^2 = \alpha \Rightarrow M = \sqrt{\frac{\alpha}{G}} \simeq 25 \text{ GeV}$$

C'est bien à partir de cet ordre de grandeur que l'interaction faible apparaît sous un nouveau jour, et qu'on ne peut plus se contenter d'une description effective. Il est loisible de relier la largeur du muon à une masse typique de l'échelle électrofaible, la masse du W par exemple à travers la relation

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

où g ⁸ est la constante de couplage sans dimension du secteur chargé du modèle standard. Ainsi, on peut dégager les principales caractéristiques de cette probabilité de transition :

$$\mathcal{W} = \frac{(g^2)^2}{6144\pi^3} m_\mu \left(\frac{m_\mu}{M_W} \right)^4$$

En se livrant au même exercice pour la désintégration du boson de Higgs (dans la limite $M_H \gg M_W$), avec cette fois-ci un terme d'interaction en $2g \sin \theta_W M_W \Phi_H W_\mu^+ W_\mu^-$, on aboutit à [38]

$$\mathcal{W}_H = \frac{g^2}{\frac{128}{3}\pi} M_H \left(\frac{M_H}{M_W} \right)^2$$

On obtient là aussi le carré du couplage présent dans le terme d'interaction, multiplié par un terme linéaire en la masse de la particule désintégrée, et multiplié par un rapport de la masse de la particule désintégrée sur une masse de l'ordre de grandeur typique des interactions considérées (la masse du W) élevé à une certaine puissance k . Ces similitudes dans les largeurs des particules lourdes renferment d'importantes conséquences, généralisables à une théorie candidate à l'échelle de grande unification et candidate pour produire les RCUHE.

1.4.3.2 Reliques : l'ajustement ad hoc du temps de vie.

Nous commençons ce paragraphe par des arguments d'analyse dimensionnelle. Dans un système d'unité où une action est de dimension 0 et une longueur de dimension -1 , il est élémentaire de remonter à la dimension des champs à partir des termes cinétiques génériques :

$$A(\Phi, \Psi) \sim \int d^4x ((\partial \cdot \Phi)^2 + m^2 \Phi^2 + \bar{\Psi}(i\partial - m)\Psi)$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} 0 &= -4 + 2[\Phi] + 2 & \Rightarrow [\Phi] &= 1 \\ 0 &= -4 + 2[\Phi] + 2[m] & \Rightarrow [m] &= 1 \\ 0 &= -4 + 2[\Psi] + 1 & \Rightarrow [\Psi] &= 3/2 \end{aligned}$$

⁸ $g = e(\sin \theta_W)^{-1}$

La puissance k du paragraphe précédent peut en fait être reliée à la dimension en unité de masse du terme d'interaction régissant la désintégration envisagée [36]. D'une manière générale, pour un terme d'interaction effectif contenant un monôme de dimension n en unité de masse décrivant la désintégration d'une particule X couplée à un produit de champs Y :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g}{M^{n-4}} XY$$

le taux de désintégration de la particule X prend la même forme générique que celle obtenue dans le cadre du modèle standard :

$$\mathcal{W}_X = \frac{g^2}{\text{facteur numérique}} M_X \left(\frac{M_X}{M} \right)^{2n-8}$$

Dans le paragraphe précédent, il est facile de vérifier que $n = 6$ dans le cas du muon et $n = 3$ dans le cas du Higgs. Supposons que les particules X aient une masse d'environ 10^{21} eV afin d'expliquer le spectre des rayons cosmiques à ultra haute énergie. Elles ont pu être produites en grande quantité pendant l'époque post-inflationniste. Quantitativement, la masse typique M est de l'ordre de l'échelle de grande unification $M \simeq 10^{24}$ eV :

$$\tau_X \simeq \frac{\hbar}{g^2} \frac{1}{M_X c^2} 10^{6(n-4)}$$

où les dimensions ont été rétablies avec les constantes \hbar et c et le facteur numérique ignoré. Ce temps de vie devrait être de l'ordre de l'âge de l'univers $\tau \simeq 2 \cdot 10^{10}$ ans, conduisant à la relation entre la constante de couplage et la dimension de l'opérateur :

$$2 \cdot 10^{10} \simeq \frac{0.22 \cdot 10^{-31+6(n-4)}}{10^{12} g^2}$$

$$\Rightarrow \log_{10} g = 3(n - 13)$$

Ainsi, pour ajuster le temps de vie nécessaire, et pour une constante de couplage de l'ordre de l'unité, il est indispensable de recourir à des opérateurs de dimension 13, à moins de recourir à constantes de couplage extrêmement faibles. Notons que si nous avons choisi une masse de 10^{22} eV pour la particule X , la relation obtenue aurait été encore plus sévère :

$$2 \cdot 10^{10} \simeq \frac{0.22 \cdot 10^{-31+4(n-4)}}{10^{12} g^2}$$

$$\Rightarrow \log_{10} g = 2\left(n - \frac{35}{2}\right)$$

La construction de Lagrangiens susceptibles de décrire les RCUHE est donc nécessairement une construction *ad hoc*, ajustant finement ses paramètres sur le temps de vie des particules X . Ce raisonnement ne se résume pas seulement à des particules lourdes issues d'un Lagrangien effectif, mais peut s'étendre à la désintégration de solitons quantiques, de cordes fondamentales et de trous noirs microscopiques [36].

1.4.3.3 Désintégration par effet tunnel.

Les deux paragraphes précédents s'intéressaient à la désintégration de particules lourdes en utilisant les techniques perturbatives de la théorie des champs, techniques qui nous ont permis de cerner l'ajustement fin de paramètres nécessaire pour désintégrer suffisamment tard les reliques candidates aux RCUHE. Il existe cependant en théorie des champs des effets non perturbatifs susceptibles de désintégrer des particules pourtant protégées dans le domaine perturbatif par des nombres quantiques. L'un de ces effets tient à la structure non triviale du vide des théories de jauge non commutatives et à la possibilité de la génération d'un nombre quantique au profit d'un autre grâce au changement de configuration des champs de jauge par effet tunnel. Ce mécanisme est génériquement connu sous le nom *d'instantons*, et fut évoqué pour la première fois par t'Hooft dans le cadre des interactions fortes [39]. Cet effet a été avancé pour expliquer l'origine des RCUHE dans une courte lettre de Kuzmin et Rubakov [35]. Le lien entre l'étude des RCUHE et la coupure GZK étant si fort, il est légitime de penser que l'auteur K. connaît le sujet depuis un certain temps, et d'évoquer cette possibilité pas plus farfelue qu'une autre. Contrairement à toute approximation perturbative, un instanton n'est pas seulement une configuration d'un champ de jauge autour d'un des extrema de l'action, mais c'est un ensemble de configurations qui rendent finie l'action. Les instantons sont des pseudo-particules qui ne diffèrent du « vide classique » que pendant une durée limitée en temps imaginaire, qui permettent de passer d'un vide vers un autre lorsque la structure du vide l'autorise, comme c'est le cas pour une théorie de jauge non commutative [43]. L'analogue est bien familier en mécanique quantique, lorsqu'on traite le problème d'une particule plongée dans un potentiel périodique, voir [31] par exemple. Ainsi, l'existence de la pénétrabilité finie d'une barrière de potentiel indique qu'il ne faut pas confiner un champ autour d'un des minima du potentiel, et donc que tout traitement perturbatif laisse nécessairement à l'écart les instantons [31]. Chacun des secteurs autour d'un des minima possède, en plus des règles de calcul perturbatif habituel, un terme qui le distingue de tout autre secteur par l'intermédiaire d'un angle θ , qui conduit au *vide* θ . Ceci revient à ajouter au Lagrangien un terme proportionnel aux champs vectoriels [31, 34] :

$$\frac{\theta}{64\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr}(F_{\mu\nu}, F_{\rho\sigma})$$

Ce terme supplémentaire, bien que possédant toutes les bonnes propriétés d'invariance, est habituellement écarté dès que l'on confine le champ autour d'un des minima, puisqu'il est proportionnel à une divergence totale :

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} \\ &= 2\partial_\mu \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr}(A_\nu, \partial_\lambda A_\sigma + \frac{2}{3} A_\lambda A_\sigma) \end{aligned}$$

et n'a donc aucun effet sur les équations du champ, et donc a priori aucun effet sur la physique. D'un autre côté, le théorème de Noether garantit la conservation de courants à partir des symétries présentes dans un Lagrangien. Typiquement, si Ψ représente un fermion, l'invariance de $\bar{\Psi}_L D^\mu \gamma_\mu \Psi_L$ sous la transformation $\Psi_L \rightarrow e^{i\alpha} \Psi_L$ engendre la

conservation au niveau classique du courant $j_L^\mu = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \Psi_L$:

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} j_L^\mu = 0$$

Au niveau quantique, il est connu qu'une telle conservation ne passe pas l'étape de la renormalisation et donne naissance à des anomalies qui connectent le courant fermionique par des boucles de fermions à des configurations des champs de jauge [42]. Ces anomalies lient des propriétés locales associées aux divergences ultraviolettes à la structure à longue distance des configurations des champs de jauge caractérisées par des invariants topologiques⁹. La renormalisabilité du modèle standard repose pourtant sur la conservation de tels courants, dont les contributions dans les diagrammes en triangle font intervenir un facteur

$$\text{Tr}(I_{3L}^W + \sin^2 \theta Q_L) \{I_{+L}^W, I_{-L}^W\}$$

où $I_{\pm L}^W = I_{1L}^W \pm I_{2L}^W$ et I_{3L}^W sont les composantes de l'isospin faible, et

$$\{I_{+L}^W, I_{-L}^W\} = 1$$

$$\text{Tr}(I_{3L}^W) = 0$$

Pour annuler le facteur, les charges électriques des fermions sont précisément ajustées pour que les anomalies se compensent :

$$\sum_i Q_L^i = 0$$

$$\Rightarrow Q_e + Q_{\nu_e} + 3(Q_u + Q_d) = 0$$

où le facteur 3 tient compte de la couleur des quarks. En revanche, ces anomalies subsistent pour des courants qui ne sont pas associés à des interactions de jauge. Il est ainsi possible d'échanger un nombre baryonique au profit d'un nombre leptonique par l'intermédiaire d'un changement de configuration des champs de jauge à travers l'anomalie¹⁰ :

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} j_{lepton,L}^\mu + \frac{\partial}{\partial x^\mu} j_{baryon,L}^\mu = \kappa \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}$$

où $F_{\mu\nu}$ représente le champ vectoriel électrofaible. A basse température, t'Hooft [39] a estimé que la probabilité d'exciter des configurations topologiques des champs à partir de charges locales s'évaluait à

$$p \simeq e^{-4\pi/\alpha_X}$$

où α_X est la constante de couplage de l'interaction considérée, à l'échelle naturelle de cette interaction. Par suite, si des instantons sont responsables de la désintégration d'une particule, le temps de vie τ_X de cette particule s'évalue comme

$$\tau_X \simeq \frac{\hbar}{m_X c^2} e^{4\pi/\alpha_X}$$

⁹Ce sont ces termes d'anomalie qui sont responsables de la désintégration du pion neutre en deux photons dans le modèle standard.

¹⁰Il est immédiatement tentant de relier ceci à la baryogénèse. A haute température, et bien qu'il demeure insuffisant quantitativement, ce mécanisme peut effectivement participer à la génération d'un nombre baryonique dans l'histoire thermique de l'Univers [40].

Voilà donc naturellement un mécanisme responsable de la désintégration de particules X après un temps fixé par la constante de couplage α_X , qui offre la possibilité de fournir des particules *métastables*.

Il est maintenant possible d'adopter une approche phénoménologique, en traitant la densité n_X et le temps de vie τ_X de particules X comme des paramètres libres et ajustés d'une manière là encore *ad hoc* pour reproduire le flux observé de rayons cosmiques. La désintégration de particules X résulte dans la production de nucléons avec un spectre $N_j dN_{p,\gamma}/d\ln E$, où N_j est le nombre typique de jets dans une désintégration, et $dN_{p,\gamma}/d\ln E$ la fonction de fragmentation. Le flux de protons ou de photons $\frac{dF}{d\ln E}$ d'énergie E s'estime alors comme

$$\frac{dF}{d\ln E} = \frac{1}{4\pi} \frac{n_X}{\tau_X} R_{p,\gamma} N_j \frac{dN_{p,\gamma}}{d\ln E}$$

où $R_{p,\gamma}$ est le rayon effectif à l'intérieur duquel il est possible de détecter les particules filles (protons ou photons dans ce cas) sans que leur énergie ne soit trop atténuée. La relation $m_X < n_X \Rightarrow \Omega_X \rho_{crit}$ fixe une limite sur la densité possible de reliques Ω_X , puisque $\rho_{crit} \leq 1$ doit être respecté. Le temps de vie nécessaire pour que des reliques de l'Univers primordial contribuent au flux de RCUHE permet de fixer l'ordre de grandeur de α_X pour une masse m_X de l'ordre de $10^{13} GeV$:

$$\tau_{univ} \simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ ans} \simeq \tau_X \simeq \frac{2}{9} 10^{-43} e^{4\pi/\alpha_X}$$

$$\Rightarrow \alpha_X \simeq \frac{1}{10}$$

Ce modèle relique introduit ainsi nécessairement une nouvelle interaction de jauge non commutative, avec une constante de couplage de l'ordre de 1/10 à l'échelle d'énergie où la nouvelle symétrie est restaurée. A titre de modèle jouet [35], on peut introduire des particules X_i et Y_i , singulets sous les symétries du modèle standard, dont les plus légères seraient X_0 et Y_0 , protégées de désintégration perturbative par des nombres quantiques différents. Ces particules seraient donc stables, sauf par désintégration induite par instanton pour la plus lourde des deux. La faible abondance de particules X dans l'Univers serait expliquée par le fait que la masse m_X serait plus grande que la température de l'Univers après l'inflation. Ces désintégrations de type instanton conduisent à des états finals contenant une dizaine de quarks (jets), et leur distribution en énergie serait uniforme. Ces caractéristiques sont assez différentes des spectres prédits par des mécanismes qui conduisent à des états finals à deux jets pour que la signature expérimentale puisse se faire.

Outre une désintégration induite par instantons, on peut aboutir au même genre de conclusion en invoquant un autre effet non perturbatif lié lui à la gravitation et aux trous de ver [41].

1.4.3.4 Signature des défauts topologiques.

La radiation, l'interaction ou l'effondrement de défauts topologiques produisent des particules X qui se désintègrent instantanément. Les flux de photons et de neutrinos dominent à la fin de la cascade hadronique. Le taux de production \dot{n}_X de particules X peut être paramétrisé avec le taux d'énergie injectée $Q_0 = \dot{n}_X(t_0)m_X$ aujourd'hui (t_0) :

$$\dot{n}_X(t) = \frac{Q_0}{m_X} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-\alpha}$$

où le temps de Hubble t a été introduit, ainsi qu'un paramètre $\alpha = 11/3 - p$, avec $p = 2, 3$ selon la variété du défaut. Le transport des photons dépend de la connaissance du fond radio et des champs magnétiques extragalactiques. Leurs pertes d'énergie doivent donner lieu à une accumulation de photons autour de 100 GeV, le taux de production de particules X \dot{n}_X subit ainsi la contrainte déterminée par l'expérience EGRET :

$$|\dot{n}_X| \leq \alpha 10^8 \left(\frac{m_X}{10^{25} \text{eV}} \right)^{-1} \text{ kpc}^{-3} \text{an}^{-1}$$

D'un autre côté, pour expliquer le flux des RCUHE, Bhattacharjee et Sigl ont estimé dans leur revue [?] une limite inférieure pour ce taux de production :

$$|\dot{n}_X| \geq 10^5 \left(\frac{m_X}{10^{25} \text{eV}} \right)^{1/2} \text{ kpc}^{-3} \text{an}^{-1}$$

Même si les flux de photons dominent toujours sur les flux de protons à la source, pour l'observateur, la situation dépend des trois échelles du problème [45] :

- la longueur d'atténuation du proton $R_p(E)$
- la longueur d'atténuation du photon $R_\gamma(E)$
- la distance entre deux défauts topologiques D

Selon les cas, l'observateur peut se trouver dans une situation où le flux de protons domine, par exemple dans le cas $R_\gamma(E) < D < R_p(E)$.

Enfin, si les primaires à ultra haute énergie sont des noyaux, l'interprétation en termes de défauts topologiques s'effondrerait. Cela ne démontrerait pas l'inexistence de tels défauts, mais simplement qu'ils ne sont pas l'explication des RCUHE.

1.4.4 Idées dont le temps n'est pas encore venu.

Les tentatives d'unifier la gravitation aux autres forces ne datent pas d'aujourd'hui. La figure 1.18 illustre (très librement) le dispositif employé par Faraday pour unifier les forces de gravitation à celles de l'électromagnétisme. Tous les efforts fournis pour n'obtenir in fine qu'une seule interaction trouvent certainement en partie leur justification dans l'émotion qu'a ressentie ce même Faraday, après avoir mis en évidence que l'électricité et le magnétisme n'étaient que deux aspects différents d'un même phénomène :

Si cet espoir devait se trouver confirmé, comme la force que j'essaie de traiter serait grande, puissante et sublime du fait de son caractère immuable et quelle ne serait pas l'étendue du domaine de la connaissance ainsi ouvert à l'esprit humain !



FIG. 1.18 – M. Faraday essayait déjà d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme. D'après A. de Rujula.

La première unification théorique à demi-réussie de ces deux forces fut l'œuvre de Kaluza et de Klein, dans les années 20. Ils montrèrent, sur la base d'une théorie plongée dans un espace-temps à 5 dimensions, que la courbure dans la cinquième dimension correspondait à l'électromagnétisme.

Il n'est pas question ici d'évoquer en détail toute tentative dans cette voie, mais l'exploration des interactions de particules élémentaires à l'échelle d'énergie des RCUHE - si la gravitation joue un rôle à ces énergies - permet d'adopter une approche phénoménologique, basée sur la modification de la relation de dispersion $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ [46, 47]. Cette violation de l'invariance sacro-sainte de Lorentz survient dans ce cadre d'une manière dynamique, suite aux inhomogénéités d'espace-temps qui engendrent des fluctuations dans la métrique. Les inhomogénéités deviendraient effectives à partir d'une échelle de Planck, elle aussi effective, conduisant à une incertitude intrinsèque de toute mesure de l'énergie. Le processus de mesure d'énergie surviendrait tout au long de la propagation des particules sur des échelles cosmologiques lors de chaque interaction avec le bain thermique à 3K. Dans certaines limites, ces fluctuations pourraient être assez grandes pour qu'une particule dont

l'énergie dans son acceptation commune¹¹ se situant sous le seuil d'une réaction puisse avoir une probabilité non négligeable d'interagir. Dans ce cadre, l'inexistence apparente d'une coupure GZK s'expliquerait dans le large étalement du seuil de photo-production.

Une autre possibilité, avancée par Coleman et Glashow [48], amenant elle aussi à modifier la relation de dispersion mais sans rapport avec la gravitation, consiste à violer explicitement, et non d'une manière effective, l'invariance de Lorentz. Dans ce cadre, un référentiel privilégié est introduit, et il est donc postulé que la vitesse limite maximale c_i d'une particule n'est plus unique, mais dépend de la nature de la particule. Pour un certain jeu de paramètres bien choisis, il est possible d'inverser la stabilité proton/neutron à partir d'une énergie critique en même temps que repousser le seuil de photo-production. Ainsi, les *neutrons* seraient des candidats tout naturels de RCUHE, pouvant se propager quasi librement sur des distances cosmologiques.

Toutes ces idées, souvent qualifiées « exotiques » ne s'attèlent qu'à résoudre le problème lié à la propagation des rayons cosmiques pour rendre compte de l'absence de coupure GZK des données actuelles. Elles ne se soucient pas de leur production. Dans cette voie, beaucoup d'autres effets sortant du cadre du modèle standard, plus ou moins subtils et esthétiques, peuvent être avancés qualitativement. Mais, sans signature quantitative claire, il est difficile de tous les passer en revue.

1.5 L'avenir.

Il existe un nombre important de questions ouvertes, dont quelques unes peuvent être formulées simplement :

- L'amplitude d'une éventuelle coupure GZK dans le spectre à ultra haute énergie permet-elle de contraindre la valeur des turbulences magnétiques extragalactiques ?
- La fin du spectre des rayons cosmiques est-elle enrichie de photons ?
- L'observation de photons et/ou de neutrinos à ultra haute énergie peut-elle signer clairement l'origine des rayons cosmiques ?
- Au contraire, les primaires sont-ils des noyaux, coupant court à tout scénario du type « fenêtre sur l'Univers primordial » ?

Pour cette dernière question comme pour toutes les autres, il est urgent de remplacer le seul réverbère par un véritable projecteur, afin que l'homme ivre retrouve ses clefs dans la nuit ; il est urgent d'attendre, d'attendre une réelle statistique expérimentale qui, à n'en pas douter, viendra détruire la plupart des idées exposées dans ce chapitre, et qui permettra peut-être de représenter l'image finale du puzzle à reconstituer que la fin du spectre des rayons cosmiques dessine.

¹¹C'est-à-dire la valeur de l'énergie déterminée par un grand nombre de mesures.

Chapitre 2

Atténuer la Coupure GZK Avec des Champs Magnétiques Extragalactiques.

Dans ce chapitre, nous nous plaçons dans le cadre d'un modèle Monte-Carlo complet pour calculer le spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie en présence de champs magnétiques extragalactiques. Nous montrons que, sur la base d'hypothèses généralement acceptées, les résultats obtenus pour des turbulences magnétiques d'environ 100 nG s'accordent bien à la fois avec le spectre mesuré à ultra haute énergie et une répartition uniforme des sources dans l'Univers. La modélisation adoptée des champs magnétiques est en revanche contestable, puisqu'une isotropie globale est supposée. Les résultats présentés ici, qui permettent de cerner les paramètres physiques d'une façon simple et intuitive, sont confirmés par des études récentes et indépendantes, utilisant des modélisations plus proches des observations.

2.1 Simulation Monte-Carlo.

2.1.1 Champs magnétiques extragalactiques.

La méthode employée est tirée des références [49, 14]. On se propose donc de simuler des champs turbulents dont la valeur moyenne est nulle et la variance fixée. On calcule ainsi une perturbation magnétique représentée par un champ aléatoire gaussien de moyenne nulle et de spectre dans l'espace de Fourier suivant une loi de puissance :

$$\begin{aligned} \langle \delta B(k) \rangle &= 0 \\ \langle \delta B(k)^2 \rangle &\propto k^{-2-\beta} \end{aligned}$$

Le champ subi par une particule en tout point est ensuite la racine carrée de cet écart. Le théorème de Wiener-Kintchine relie le champ aléatoire souhaité au spectre des turbulences dans l'espace de Fourier :

$$\langle \delta B^2 \rangle = \int dk k^2 S_0 k^{-2-\beta}$$

conduisant à

$$S_0 = 4\pi < \delta B^2 > \frac{\beta - 1}{k_m^{1-\beta} - k_M^{1-\beta}}$$

pour des modes extrêmes définis par la longueur de cohérence L_c et une longueur de résolution numérique l :

$$\begin{aligned} k_M &= \frac{2\pi}{l} \\ k_m &= \frac{2\pi}{L_c} \end{aligned}$$

Dans cette étude, quelles que soient les valeurs des autres paramètres, les valeurs retenues pour ces deux longueurs sont $l = 15$ kpc et $L_c = 1$ Mpc. Pour un spectre de Kolmogorov, qui sera celui utilisé ici, $\beta = 5/3$.

Connaissant le spectre des turbulences, il est aisé de générer les modes de Fourier en fonction de k sur une grille de l'espace réciproque. La direction de ces modes est ensuite déterminée de sorte à satisfaire l'équation de Maxwell $\text{div} \vec{B} = 0$ qui se traduit dans l'espace de Fourier par la condition

$$\vec{k} \cdot \vec{B}_k = 0$$

Ceci implique donc que chaque composante soit perpendiculaire au vecteur d'onde. La direction exacte du mode dans ce plan est tirée de manière aléatoire. En résumé, en utilisant les coordonnées sphériques standard, et en tirant l'angle ξ aléatoirement entre 0 et 2π , la construction des turbulences amène à calculer les composantes du champ sur les sommets d'une grille de l'espace réciproque de la façon suivante :

$$\begin{aligned} B_{k_x} &= \|\vec{B}(k)\| \times \left[\cos \theta_k \cos \phi_k \cos \xi - \sin \phi_k \sin \xi \right] \\ B_{k_y} &= \|\vec{B}(k)\| \times \left[\cos \theta_k \sin \phi_k \cos \xi - \cos \phi_k \sin \xi \right] \\ B_{k_z} &= \|\vec{B}(k)\| \times \left[\sin \theta_k \sin \xi \right] \end{aligned}$$

Il reste à effectuer une transformation de Fourier de ces modes pour connaître le champ magnétique dans l'espace réel. En fait, comme la résolution numérique nous oblige à ne calculer les modes de Fourier que sur les sommets d'une grille de l'espace réciproque, le champ dans l'espace réel ne peut être connu lui aussi que sur une grille. Il s'agit donc d'effectuer une transformation de Fourier discrète :

$$\begin{aligned} B_{x,y,z}(pl, ql, rl) &= \frac{1}{(2\pi N)^3} \sum_{j=0}^{j=N-1} \sum_{m=0}^{m=N-1} \sum_{n=0}^{n=N-1} B_{k_{x,y,z}} \times \exp \left(-i \frac{2\pi}{(N-j)l} pl \right) \\ &\times \exp \left(-i \frac{2\pi}{(N-m)l} ql \right) \\ &\times \exp \left(-i \frac{2\pi}{(N-n)l} rl \right) \end{aligned}$$

avec p, q, r des entiers relatifs. Pour assigner à ces composantes une valeur réelle et une valeur imaginaire, une phase aléatoire η est introduite, de sorte que :

$$\begin{aligned}\mathcal{Re}(B_{k_{x,y,z}}) &= ||\vec{B}(k)|| \times \cos \eta \\ \mathcal{Im}(B_{k_{x,y,z}}) &= ||\vec{B}(k)|| \times \sin \eta\end{aligned}$$

Une fois la série de Fourier calculée, l'espace tout entier est rempli en déplaçant la grille d'une manière périodique, et la valeur du champ en n'importe quel point est obtenue au moyen d'une interpolation linéaire par rapport aux huit sommets d'une boîte élémentaire.

La figure 2.1 montre la distribution de probabilité des composantes et de la norme du champ dans l'espace réel pour une valeur des turbulences fixée à 100 nG. Les composantes suivent bien un comportement gaussien, mais comme elles ne sont pas indépendantes, la probabilité d'obtenir une valeur du champ n'est pas simplement en $B^2 \exp(-AB^2)$ comme c'est le cas pour la distribution des vitesses de Maxwell par exemple. La distribution obtenue reflète donc des dépendances des diverses composantes entre elles, qui ne sont pas triviales ici.

2.1.2 Suivi pas à pas.

Une simulation consiste en une réalisation du champ décrit dans le paragraphe précédent, et en l'injection d'un certain nombre de protons qui vont être suivis tant que leur énergie dépasse 10 EeV pendant un temps maximum de 3 milliards d'années. Le suivi des particules s'effectue en utilisant une méthode pas à pas. Lors de chacun de ces pas Δs , les équations du mouvement sont résolues en présence du champ local. Le nombre d'interactions pouvant conduire à la production de pions pendant chaque pas est simulé en évaluant le nombre moyen de photons $\langle N_{ph} \rangle$ rencontrés du fond à 3K :

$$\langle N_{ph} \rangle = \frac{\Delta s}{\kappa(E) X_{pertes}^{\pi}(E)}$$

où $X_{pertes}^{\pi}(E)$ est la longueur d'atténuation d'un proton d'énergie E (en EeV) pour le processus de photo-production de pions et $\kappa(E)$ l'inélasticité moyenne de la réaction :

$$\kappa(E) = 0.2 \frac{300 + 2.5E}{300 + E}$$

Le nombre de photons effectivement rencontrés est ensuite tiré selon une loi de Poisson par rapport à ce nombre moyen. En pratique, pour des pas qui n'excèdent jamais quelques centaines de kpc, ce nombre effectif vaut 0 la plupart du temps, ou 1 de temps en temps au-dessus du seuil (~ 40 EeV). Lors de chaque réaction, l'énergie du photon responsable de l'interaction inélastique est tirée selon la loi de Planck jusqu'à ce que l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil de la photo-production. La probabilité de produire un neutron dans l'état final est alors testée en comparant un nombre aléatoire entre 0 et 1 à $1/3$. Les pertes subies par production de paires sont traitées comme un processus continu, en multipliant lors de chaque pas l'énergie par la quantité :

$$\exp(-\Delta s / X_{pertes}^{e^+e^-}(E))$$

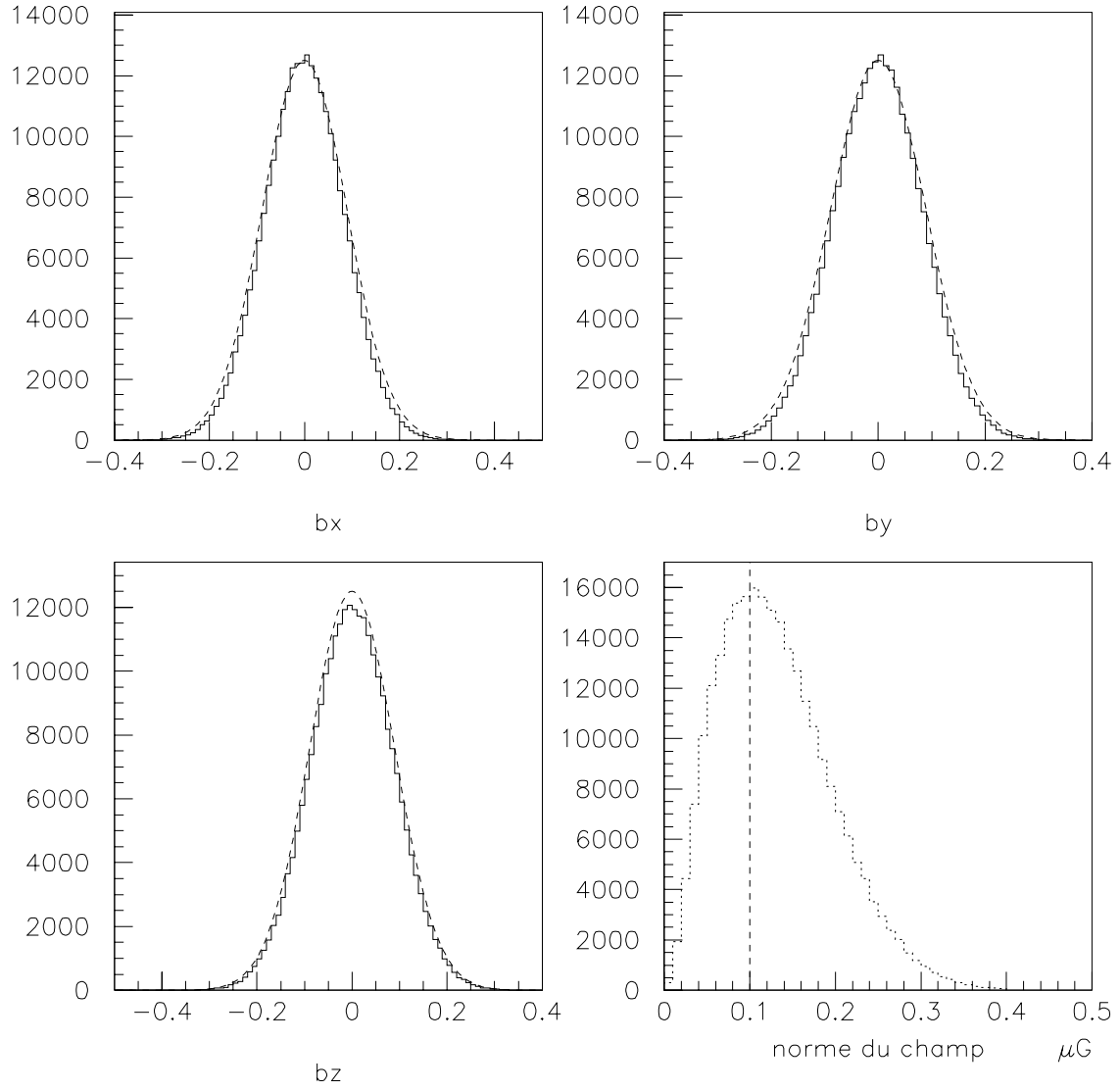


FIG. 2.1 – Distribution des composantes et de la norme du champ dans l'espace réel, pour une moyenne des turbulences $\sqrt{\langle \delta B^2 \rangle} = 100 \text{ nG}$.

où $X_{pertes}^{e^+e^-}(E)$ est la longueur d'atténuation liée au processus de production de paires. Dans le cas de la production d'un neutron, celui-ci est bien entendu propagé sans déflexion magnétique, et jusqu'à ce qu'il produise un proton par réaction de photo-production ou par désintégration. Dans les unités considérées, sa longueur de désintégration se chiffre à environ $9 \frac{E}{1 \text{ EeV}}$ kpc.

2.1.3 Localisation des sources et de l'observateur.

Il reste à pouvoir calculer un spectre pour une répartition uniforme de sources. La façon dont le Monte-Carlo procède est la suivante : on lance un proton en un point, puis on regarde quand (et avec quelle énergie) il passe par une série de sphères de rayon R . Le spectre d'une source située à un rayon R de l'observateur est donc construit à partir de ces distributions. Par construction, le spectre ne dépend pas de la position du détecteur sur cette sphère. Il est donc légitime pour le calculer d'utiliser toutes les particules qui la traversent en n'importe quel point. D'autre part, la probabilité effective de détection pour un détecteur de taille terrestre est tellement faible qu'il n'y a pas lieu de régénérer une particule après chaque détection.

Examinons maintenant l'effet d'une réalisation particulière du champ sur les résultats. L'idée, c'est que les passages successifs d'un proton à travers la sphère de rayon R ne sont pas aléatoires : ils dépendent de la configuration du champ B en son voisinage. On peut se convaincre facilement que certaines configurations favoriseront plus les passages multiples à faible écart de temps que d'autre. Si on a un champ tangent à la sphère de détection, les protons vont traverser de nombreuses fois la sphère en un temps très court, en effectuant leur mouvement de gyration autour des lignes de champ. En revanche, si le champ est partout grosso modo perpendiculaire à la sphère de détection, on n'aura pratiquement jamais de protons qui retransversent la sphère à intervalle de temps très court. Il ressort donc que la configuration particulière du champ qui est tirée aléatoirement dans le programme a en fait une influence sur les temps de passage (et donc bien sûr les énergies de passage) des protons à travers la sphère de détection. Pour des sphères à grande distance (grand rayon devant L_c), il y a sans doute une moyenne qui s'établit au voisinage de tous les points de sa surface, mais pour les sphères de petit rayon, il n'est pas exclu que des erreurs systématiques soient introduites par la configuration particulière du champ que l'on aurait choisi. D'où l'idée de changer la configuration du champ magnétique à chaque tirage (ou du moins de temps en temps), pour que le Monte-Carlo opère une moyenne sur ce paramètre là aussi. En pratique, une réalisation du champ est tirée tous les 100 protons.

Les sphères de détection sont réparties uniformément entre 1 Mpc et 1 Gpc dans une base logarithmique décimale. Lors de chaque traversée d'une sphère, l'énergie initiale E_0 , l'énergie courante E et le temps de passage t de la particule sont enregistrés pour former un histogramme. Cet histogramme permet la connaissance de la probabilité $\mathcal{F}(t - t_0, E; R, E_0) dE dt$ qu'une particule d'énergie initiale E_0 injectée en t_0 soit détectée à la distance R en t et avec l'énergie E . Pour une densité de sources $\rho(R)$, le spectre des

rayons cosmiques $\frac{dN}{dE}(t)$ aujourd'hui est alors :

$$\frac{dN}{dE}(t) = \int_{R_{min}}^{R_{max}} 4\pi R^2 \rho(R) dR \int_0^t dt_0 \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} dE_0 \frac{d\dot{N}}{dE_0} \frac{1}{4\pi R^2} \mathcal{F}(t - t_0, E; R, E_0)$$

Les effets cosmologiques ne sont pris en compte.

2.2 Résultats.

Tous les résultats présentés ont été obtenus pour des indices spectraux à la source de 2.3, typiques des mécanismes à l'œuvre dans les chocs ultrarelativistes, et pour des énergies maximales aux sources de 10^{21} eV.

2.2.1 Evolution des temps de passage en fonction de la distance et de l'énergie.

Le haut de la figure 2.2 trace l'énergie de particules lancées à 20 EeV dans des turbulences de 100 nG en fonction de la distance parcourue, pour un observateur situé sur une sphère de rayon d'environ 12 Mpc par rapport à l'origine. La distance parcourue par les particules s'étend sur plusieurs ordres de grandeur, ce qui montre que le régime est pleinement diffusif. Les pertes d'énergie sont fixées par le seul processus de création de paires, qui est un processus continu ; ainsi, les points obtenus s'alignent sur une parfaite décroissance exponentielle.

Le bas de la figure 2.2 trace les mêmes quantités pour une énergie initiale des particules de 794 EeV cette fois. En début de parcours, les particules suivent des trajectoires plus ou moins rectilignes, ce qui se reflète dans la population de points s'alignant à courte distance et à haute énergie en haut à gauche. Notons que cette population est séparée en deux par une région vide tout à fait en haut à gauche : le trait fin horizontal représente les quelques particules qui n'ont pas subi d'interactions de photo-production. Au fur et à mesure des pertes, un régime diffusif s'installe et le retour des particules dessine le régime diffusif visible sur le reste de la figure.

En l'absence de pertes, et dans le cas d'une source ponctuelle dans le temps et dans l'espace, la fonction \mathcal{F} serait simplement la solution de l'équation de diffusion considérée cette fois comme une fonction de t au lieu de R (avec les mêmes notations que dans le premier chapitre) :

$$n(R, t) = \frac{N_0}{(8\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4Dt}\right)$$

Ainsi, pour un R fixé, on obtient quelque chose de conforme à l'intuition. En $t = 0$, on a $n(R, t) = 0$, ce qui se traduit par le fait qu'aucune particule n'est arrivée en un temps nul. Puis lorsque t augmente, $n(R, t)$ augmente, ce qui exprime le fait que certaines particules commencent à arriver en R . Le maximum de $n(R, t)$ est aux alentours de $R^2/4D$, ce qui est le temps typique d'arrivée des particules. Ensuite, le nombre de particules arrivant en

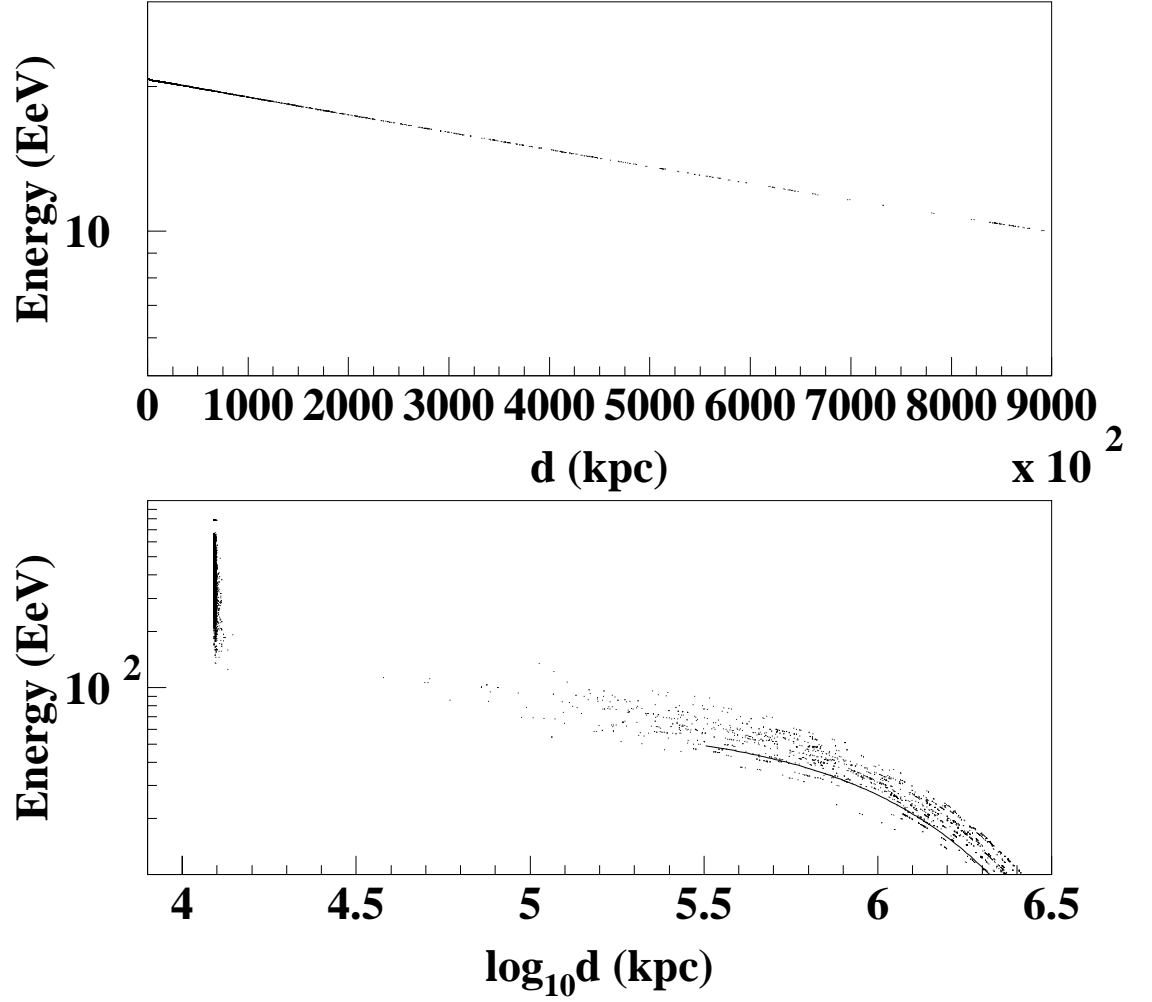


FIG. 2.2 – Energie des particules en fonction de la distance parcourue dans des champs de 100 nG pour un observateur situé sur une sphère de rayon d'environ 12 Mpc. En haut, l'énergie initiale des particules est de 20 EeV, c'est-à-dire sous le seuil de photoproduction, et la décroissance est exponentielle. En bas, l'énergie initiale des particules est de 794 EeV : deux régimes se distinguent alors, l'un balistique, représenté par la population à haute énergie et faible distance parcourue ; et l'autre diffusif, sur le reste de la figure (l'échelle des abscisses est cette fois en base logarithmique décimale).

R en un temps plus long est de plus en plus petit. Pour chaque R , c'est-à-dire en chaque point de l'espace, la courbe donnant la distribution des temps d'arrivées - $n(R, t)$, à R fixé -, est différente, mais présente les mêmes caractéristiques. Elle est juste décalée en temps et en normalisation (car si on est plus loin de la source, on reçoit globalement moins de particules dans un volume élémentaire donné). Pour t grand devant $R^2/4D$, la distribution des temps d'arrivée est simplement en $t^{-3/2}$.

En présence des pertes, l'évolution du temps de passage des particules est contenue dans la fonction $\mathcal{F}(t - t_0, E; R, E_0)$ définie dans le paragraphe précédent. La figure 2.3 illustre cette fonction toujours dans des champs de 100 nG, mais pour une énergie initiale de 112 EeV et pour un observateur situé sur une sphère de rayon d'environ 12 Mpc. C'est en fait la distance de passage (la distance parcourue lors du passage en R) qui est une des variables sur ce graphe. La bosse à haute énergie et vers 12 Mpc correspond au passage balistique des particules qui n'ont pas subi d'interactions stochastiques, tandis qu'après la première interaction de photo-production, le régime diffusif s'installe.

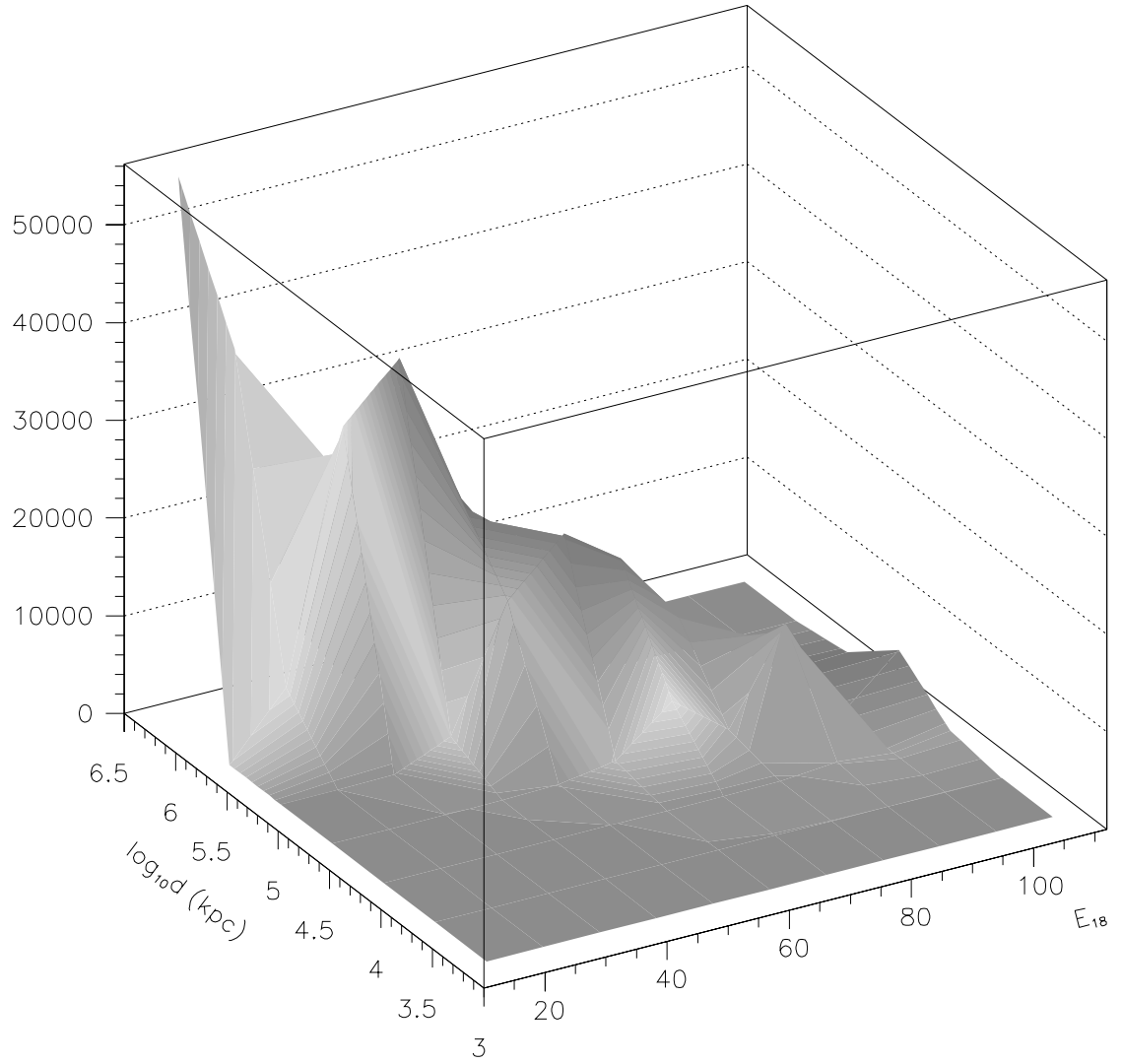


FIG. 2.3 – Tracé de la fonction $\mathcal{F}(d - d_0, E; R = 12 \text{ Mpc}, E_0 = 112 \text{ EeV})$. La bosse à haute énergie et faible distance correspond au passage balistique des particules qui n'ont pas subi d'interactions stochastiques, tandis qu'après cette première interaction de photoproduction, le régime diffusif s'installe et contrôle le passage des particules en R .

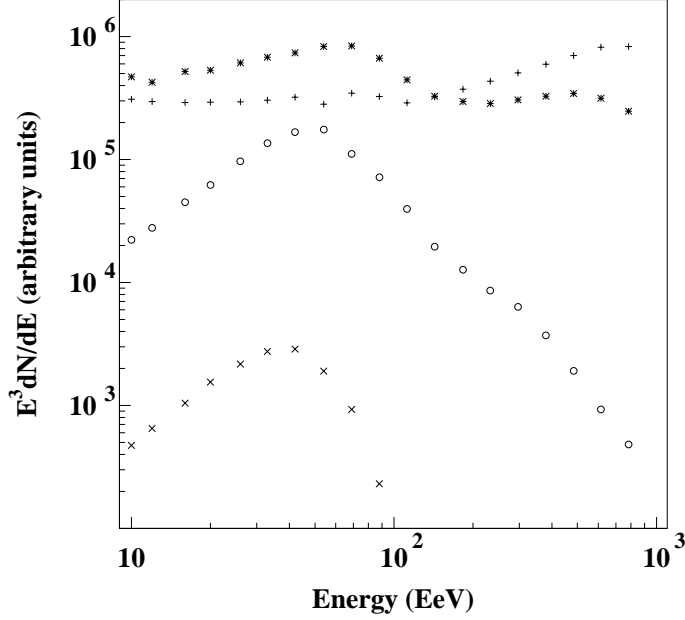


FIG. 2.4 – Spectres de sources situées à 1 Mpc (symbole +), 10 Mpc (*), 50 Mpc (o) et 100 Mpc (x) pour des champs de 300 nG. Les spectres ne sont pas corrigés du facteur $1/4\pi R^2$, si bien que sans champs et sans pertes, ils s'aligneraient tous sur une seule droite de pente 0.7. D'après [51].

2.2.2 Spectres.

Rappelons que le but de ce code est d'étudier l'influence sur le spectre des rayons cosmiques du confinement des particules d'énergie inférieure à E_{GZK} autour de leurs sources respectives, et l'influence sur le spectre de la transition entre le régime diffusif et le régime balistique. Comme nous l'avons déjà intuité, l'effet de la propagation diffusif à basse énergie est bien de rendre négligeable la contribution au spectre d'une source située à grande distance comme le montre la figure 2.4. Cette figure ne tient pas compte du facteur $1/4\pi R^2$, si bien que sans champs et sans pertes, tous ces spectres s'aligneraient sur une seule droite de pente 0.7. A haute énergie, l'effet des pertes est classique. A basse énergie, en revanche, selon que l'observateur se situe ou non dans la sphère de diffusion de la source, la contribution de la source au spectre est augmentée ou supprimée. Le spectre tracé sur la figure 2.5 est celui obtenu dans le cas d'une distribution uniforme de sources entre 10 Mpc et 1 Gpc pour des champs magnétiques de 300 nG. En pointillés est indiqué le spectre obtenu en coupant le champ magnétique. La superposition de ces deux spectres montre que le régime n'est purement balistique qu'au delà d'environ 500 EeV, et que la transition entre les deux régimes s'étale entre 100 et 500 EeV environ. A basse énergie,

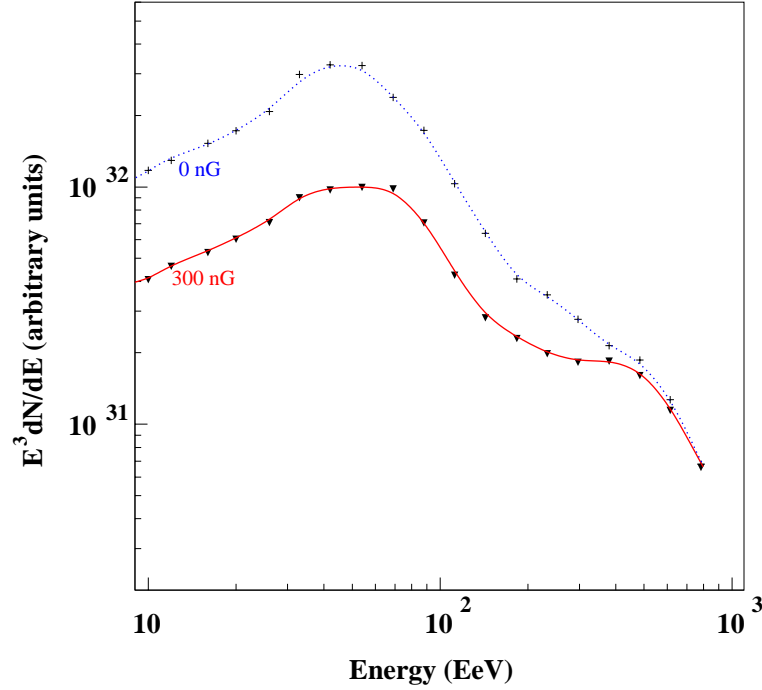


FIG. 2.5 – Superposition des spectres obtenus dans des champs de 300 nG et sans champs. L’applatissage du spectre vers 200 EeV est la conséquence de la transition du régime diffusif vers le régime balistique. D’après [51].

l’effet du champ magnétique est bien de supprimer la contribution des sources lointaines qui gonflent le spectre dans le cas balistique. L’applatissage du spectre vers 200 EeV est la transition d’un régime vers un autre.

La position de l’applatissage dépend de la distance des premières sources. Il est en effet évident que la normalisation balistique doit chuter avec la distance des premières sources qui augmente. Ce qu’on remarque aussi, c’est que la remontée du spectre après la bosse GZK s’effectue légèrement plus tard à mesure que la distance augmente, ce qui montre que la transition tarde un peu plus à se faire. Ceci est bien en accord avec les discussions qualitatives du premier chapitre concernant le temps caractéristique $\tau_{diff}(E, R)$ en mode diffusif. Rappelons que nous avons conclu que l’énergie à partir de laquelle ce temps égalait R/c augmentait avec R . Ainsi, augmenter la distance de la première source déplace l’applatissage du spectre vers des plus hautes énergies. La coupure GZK est alors plus prononcée, puisque les distances effectivement parcourues par les particules sont de plus en plus longues. L’effet du champ magnétique est similaire, puisque pour des valeurs plus grandes du champ, la transition entre les deux régimes de propagation se produit vers des énergies plus élevées. Ainsi, même si le premier effet de champs forts est de rendre négligeable la contribution au spectre de sources lointaines, il entre en compétition avec le fait que la transition se déplace vers des énergies tellement hautes qu’elle ne survient

jamais ; si bien que la propagation reste diffusive à toute énergie, et si bien que les pertes vont de nouveau engendrer une coupure dans le spectre. Les valeurs avancées de quelques centaines de nanogauss sont donc le meilleur compromis.

2.2.3 Conclusion.

Le modèle développé dans ce chapitre d'un Univers baigné dans des champs magnétiques possède l'avantage de montrer clairement l'argument physique conduisant à un aplatissement du spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Il s'agit d'une transition entre deux régimes de propagation. Le régime diffusif a pour effet de réduire les sources visibles en deçà de la coupure GZK. La remontée du spectre (après redressement en E^3) s'interprète alors comme la transition pour rattraper le régime balistique. Ainsi, il n'est pas utile de supprimer la coupure GZK, puisqu'elle est masquée de fait par cette transition.

Certains développements récents et indépendants dans cette voie [50] obtiennent la même conclusion, mais dans un modèle plus complet et réaliste de formation des grandes structures et de champs magnétiques. Le meilleur ajustement obtenu par rapport aux données est tracé sur la figure 2.6, avec des turbulences typiques de 100 nG, et en injectant une dizaine de sources locales d'indice spectral 2.4.

* * *

Terminons en signalant que même si le vieux paradoxe semble trouver une solution en traitant complètement la propagation diffusive et balistique, beaucoup de questions restent en suspens concernant par exemple le choix de l'exposant du spectre des turbulences, et ses conséquences sur les fonctions de corrélation angulaire.

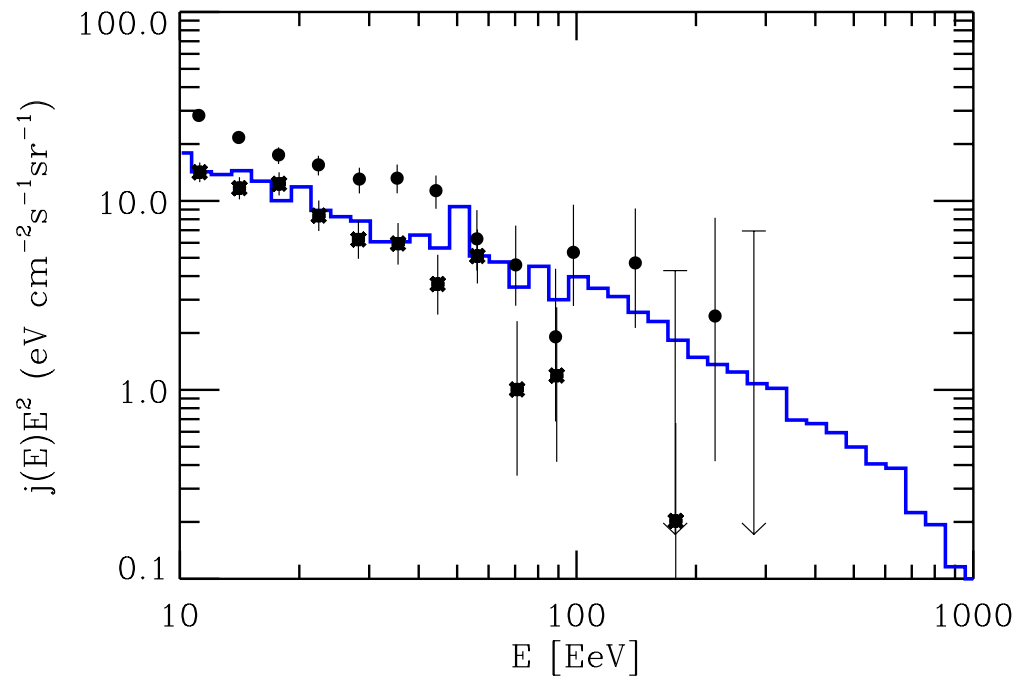


FIG. 2.6 – Spectre (redressé seulement en E^2) obtenu par le modèle [50], pour des valeurs typiques de champs de 100 nG.

Chapitre 3

Détection des Rayons Cosmiques d'Energie Extrême - L'Expérience Pierre Auger.

La cascade de particules engendrées par la collision d'un rayon cosmique dans la haute atmosphère terrestre porte la douce appellation de *gerbe atmosphérique*. L'atmosphère agit en effet comme un calorimètre à densité variable pour les rayons cosmiques, qu'ils soient ou non d'ultra haute énergie. Le faible flux - une particule par siècle et par kilomètre carré à 10^{20} eV, rappelons-le - de rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RCUHE) empêche leur détection pour des expériences embarquées sur satellite, ou même pour des expériences de type ballon comme ce fut historiquement le cas à des énergies plus basses. La nécessité d'expériences de grande ouverture sur le ciel apparaît ainsi évidente ; et nous allons voir que l'observatoire Pierre Auger réunit les deux grandes techniques de détection mises en œuvre jusqu'à présent. La première est basée sur la détection de la lumière de fluorescence émise lors de l'excitation des molécules d'azote suite au passage des particules chargées qui composent la gerbe atmosphérique (principalement les électrons) ; elle permet de mesurer le profil longitudinal de la cascade de particules. La seconde échantillonne quant à elle les particules secondaires au niveau du sol à l'aide de détecteurs espacés le plus régulièrement possible et couvrant une certaine surface (il existe aussi des télescopes Cerenkov dans le domaine des rayons γ). Après avoir resitué le contexte de l'expérience telle qu'elle se présente à l'heure actuelle, je donnerai quelques idées de la manière dont les données sont acheminées depuis les détecteurs de la pampa vers les ordinateurs du système central d'acquisition.

3.1 Gerbes atmosphériques : méthodes de détection.

Les tableaux 3.1 et 3.2 résument les positions géographiques et les détecteurs utilisés des expériences passées et présentes étudiant les RCUHE. Les scintillateurs, détecteurs de muons et cuves Cerenkov échantillonnent au sol la cascade de particules d'une gerbe atmosphérique, tandis que l'expérience *Fly's Eye* utilise des télescopes de fluorescence sen-

sibles au développement longitudinal. Ces deux méthodes de détection sont brièvement exposées dans ce paragraphe.

Expérience	Début	Fin	Latitude	Longitude	Altitude (m)	Profondeur (g.cm ⁻²)
Volcano Ranch	1959	1963	35°09'N	106°47'W	1770	834
SUGAR	1968	1979	30°32'S	149°43'E	250	1015
Haverah Park	1968	1987	53°58'N	1°38'W	200	1016
Yakutsk	1974	en opération	61°36'N	129°24'E	105	1020
Fly's Eye	1981	1992	40°N	113°W		869
AGASA	1990	en opération	35°47'N	138°30'E	900	920

TAB. 3.1 – Expériences étudiant les RCUHE.

Expérience	Détecteur	Taille m ²	Nombre de détecteurs	Surface couverte (km ²)
Volcano Ranch	scintillateur	3.3	19	8
	détecteur muons (> 220 MeV)	3.3	19	
SUGAR	détecteur muons (> 0.75 GeV)	2×6	54	60
Haverah Park	cuve Cerenkov	34	4	12
	cuve Cerenkov	2.25↔54	28	
	cuve Cerenkov	1	30	0.3
Yakutsk	scintillateur	3	58	18
	détecteur muons (> 1 GeV)	20	5	10
	détecteur muons (> 0.5 GeV)	192	1	
AGASA	scintillateur	2.2	111	100
	détecteur muons (> 0.5 GeV)	2.4↔10	29	50
	scintillateur	1	159	1
	détecteur muons (> 1 GeV)	25	9	1

TAB. 3.2 – Type de détecteurs employés par les expériences étudiant les RCUHE.

3.1.1 Détection au sol.

Une gerbe atmosphérique initiée par un proton produit un grand nombre de particules s'étalant sur une large surface au niveau du sol. Les premières interactions fortes d'un primaire hadronique engendrent principalement la formation d'une cascade de pions dans la haute atmosphère. Lorsque la distance de désintégration de ces pions devient plus courte que leur distance d'interaction, ils donnent naissance à des photons s'ils sont de charge nulle ou des muons s'ils sont de charge non nulle. Ces produits de désintégration engendrent

les deux composantes d'une gerbe, respectivement la composante *électromagnétique* et la composante *muonique*.

Lors de chaque génération, environ 30% de l'énergie est transférée à la composante électromagnétique. Au niveau du sol, cette composante électromagnétique emporte 90% de l'énergie totale sous forme d'électrons/positrons et de photons d'énergie moyenne de 10 MeV. Le nombre de particules électromagnétiques $N_{\gamma e^+ e^-}$ est donc proportionnel à l'énergie du primaire :

$$N_{\gamma e^+ e^-} = \frac{90\% E_0}{10 \text{ MeV}}$$

Les pions chargés emportent quant à eux 2/3 de l'énergie lors de chaque étape tant que leur distance de désintégration est plus longue que leur distance d'interaction. Si n particules sont produites lors de chaque étape (1/3 de pions neutres et 2/3 de pions chargés), après p étapes, on se retrouve avec $(2/3n)^p$ pions chargés d'énergie E_0/n^p . A partir de l'énergie critique E_c pour laquelle les pions se désintègrent avant d'interagir, le nombre d'étapes précédentes k s'évalue grossièrement comme :

$$k = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln n}$$

Ainsi, le nombre de muons $N_{\mu^+ \mu^-}$ au niveau du sol est :

$$N_{\mu^+ \mu^-} = \left(\frac{2}{3}n\right)^{\frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln n}}$$

Si le primaire est un noyau $^A N$ plutôt qu'un proton, il va engendrer une gerbe équivalente à A nucléons d'énergie E_0/A . Ainsi, si le nombre $N_{\gamma e^+ e^-}$ ne change pas, $N_{\mu^+ \mu^-}$ est en revanche augmenté d'un facteur $A^{1 - \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln n}}$. Pour un noyau de fer, et un nombre d'étapes $n = 10$, ce facteur vaut environ 2.

Tandis qu'une majorité des muons restent collimés le long de l'axe de la gerbe parce qu'ils ont hérité d'un faible moment transverse lors de la désintégration des pions, les particules composant la partie électromagnétique diffusent tout au long du développement. Il en résulte que le front de la gerbe est légèrement courbé, parce que les particules loin du cœur (qui sont celles qui ont le plus diffusé) sont en retard par rapport au plan transverse. Par des simples arguments de géométrie, on perçoit bien que cette courbure s'atténue au niveau du sol selon que la région des premières interactions se situe plus haut dans l'atmosphère.

Pour échantillonner le profil latéral de la gerbe, cette cascade de particules est observée par un ensemble de détecteurs formant le plus souvent un réseau régulier. La surface totale du réseau est reliée au taux des précieux oracles qu'il faut recueillir. L'espacement d entre les détecteurs est choisi de telle sorte à couvrir l'empreinte de la gerbe au sol, empreinte d'environ 0.5 km^2 à 1 EeV , et qui croît à peu près comme la racine carrée de l'énergie. Pour les RCUHE, d varie typiquement de quelques centaines de mètres au kilomètre.

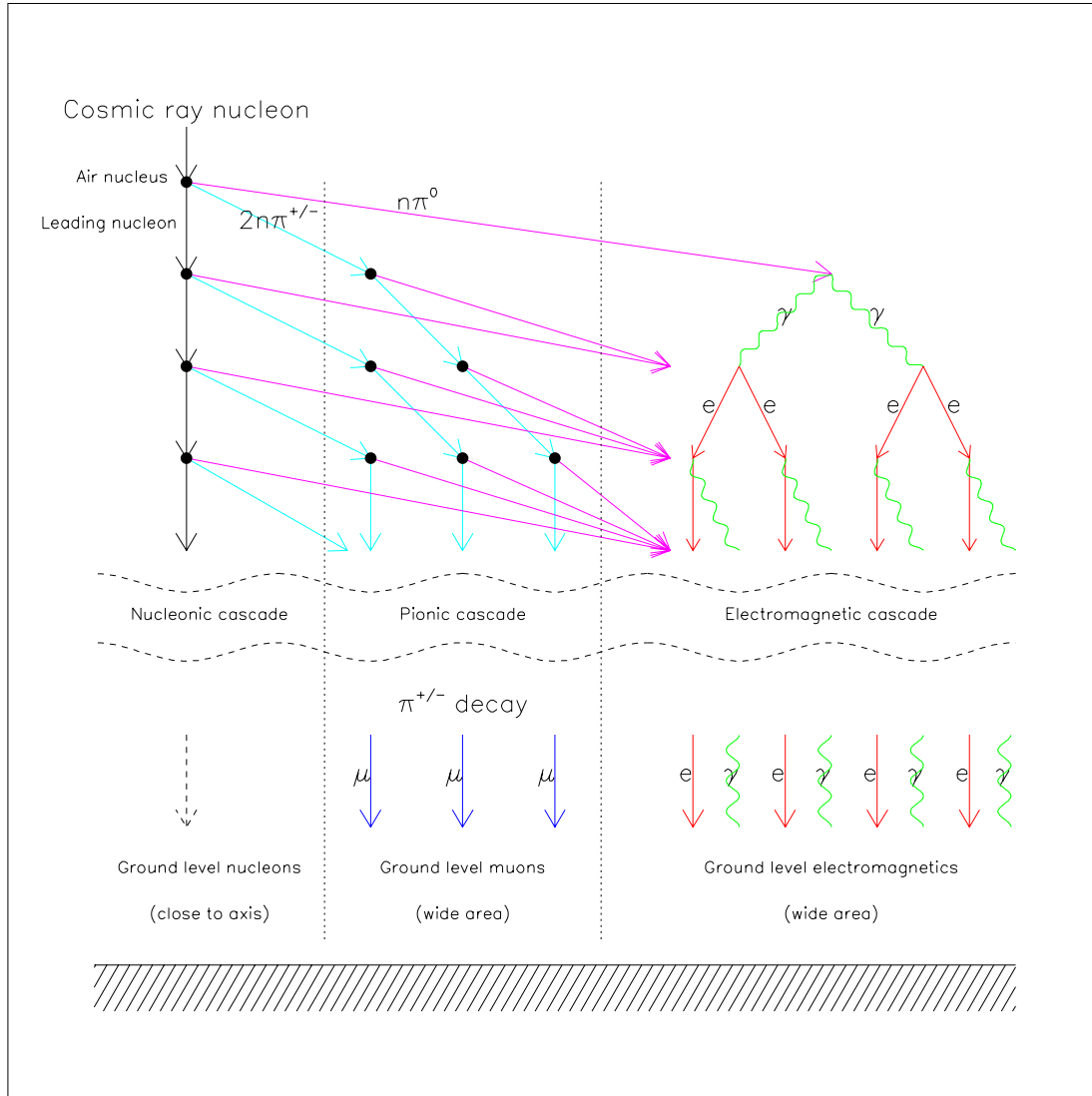


FIG. 3.1 – Diagramme schématisé (et simplifié!) montrant les principaux processus à l'œuvre dans une gerbe atmosphérique. Le primaire est supposé être un nucléon, et la cascade résultante de particules se divise en deux catégories : la composante muonique, initiée par les désintégrations des pions chargés ; et la composante électromagnétique, initiée par la désintégration des pions neutres. Près du cœur, il subsiste aussi une cascade de nucléons. D'après [52]

La taille de chaque détecteur est elle optimisée pour mesurer le mieux possible le type de particules - muons ou électrons/photons - étudiées. La densité nécessaire pour donner un signal est typiquement de 1 particule par mètre carré.

Avec un réseau au sol, la direction du primaire est déduite des temps d'arrivée relatifs des signaux mesurés par au moins trois détecteurs non alignés. Le front de la gerbe est assimilé à une galette se déplaçant à la vitesse de la lumière. En première approximation, les directions zénithale θ et azimutale ϕ sont reconstruites en ajustant les cosinus directeurs $u = \sin \theta \cos \phi$ et $v = \sin \theta \sin \phi$ de la gerbe à partir des temps t_i^{plan} déclenchant chaque détecteur situé en x_i, y_i :

$$ct_i^{plan} = cT_0 - (ux_i + vy_i)$$

où c est la vitesse de la lumière et T_0 le temps auquel le cœur de la gerbe atteint le sol. La seule limite sur la précision de la reconstruction de la direction incidente obtenue provient de la précision atteinte par les informations des temps d'arrivée des détecteurs. La finesse du front de gerbe croît de quelques nanosecondes autour du cœur à quelques microsecondes à mesure qu'on s'éloigne au-delà d'un kilomètre. L'assimilation du front de la gerbe avec un plan devient meilleur avec des angles zénithaux plus élevés, améliorant la précision sur la direction reconstruite (figure 3.2).

Une connaissance plus précise de la position du cœur de la gerbe consiste à considérer que l'intensité des signaux de chaque détecteur en t_i, x_i, y_i constitue un échantillon d'une carte de la densité de particules au niveau du sol que la cascade a produites. Il faut alors ajuster cette carte expérimentale sur un modèle donnant le flux de particules au sol pour le même jeu θ, ϕ . Cet ajustement se fait par une méthode de maximum de vraisemblance ou par la minimisation d'un χ^2 . La fonction choisie pour paramétriser cette densité dépend de chaque expérience à travers la réponse des détecteurs utilisés, c'est la *Lateral Distribution Function (l.d.f)*. Les simulations montrent que près de l'axe, des photons et des électrons dominant en nombre par rapport aux muons de plusieurs ordres de grandeur. Cependant, les muons font apparaître une distribution latérale plus plate, et transportent une fraction d'énergie beaucoup plus importante loin de l'axe (quelques GeV par rapport à une dizaine de MeV pour les photons/électrons). Ces faits sont illustrés sur la partie gauche de la figure 3.3, qui montre aussi que les photons dominant nettement la composante électromagnétique loin du cœur. La partie droite de cette même figure montre la *l.d.f* convoluée avec une simulation de la réponse des cuves Cerenkov qui seront utilisées par l'observatoire Auger. Tandis que des scintillateurs ne mesurent que la densité de particules chargées, des cuves Cerenkov ont une plus grande sensibilité au caractère pénétrant des muons, et convertissent aussi la plupart des photons en signal observable. Le résultat est que loin du cœur, la *l.d.f* obtenue partage d'une manière équitable les contributions des muons et des particules électromagnétiques.

Dans les mêmes conditions initiales, les fluctuations de gerbe à gerbe proviennent essentiellement des premières interactions, et notamment de la profondeur X_1 de la première interaction, dont l'incertitude intrinsèque est de l'ordre de la longueur d'interaction du pri-

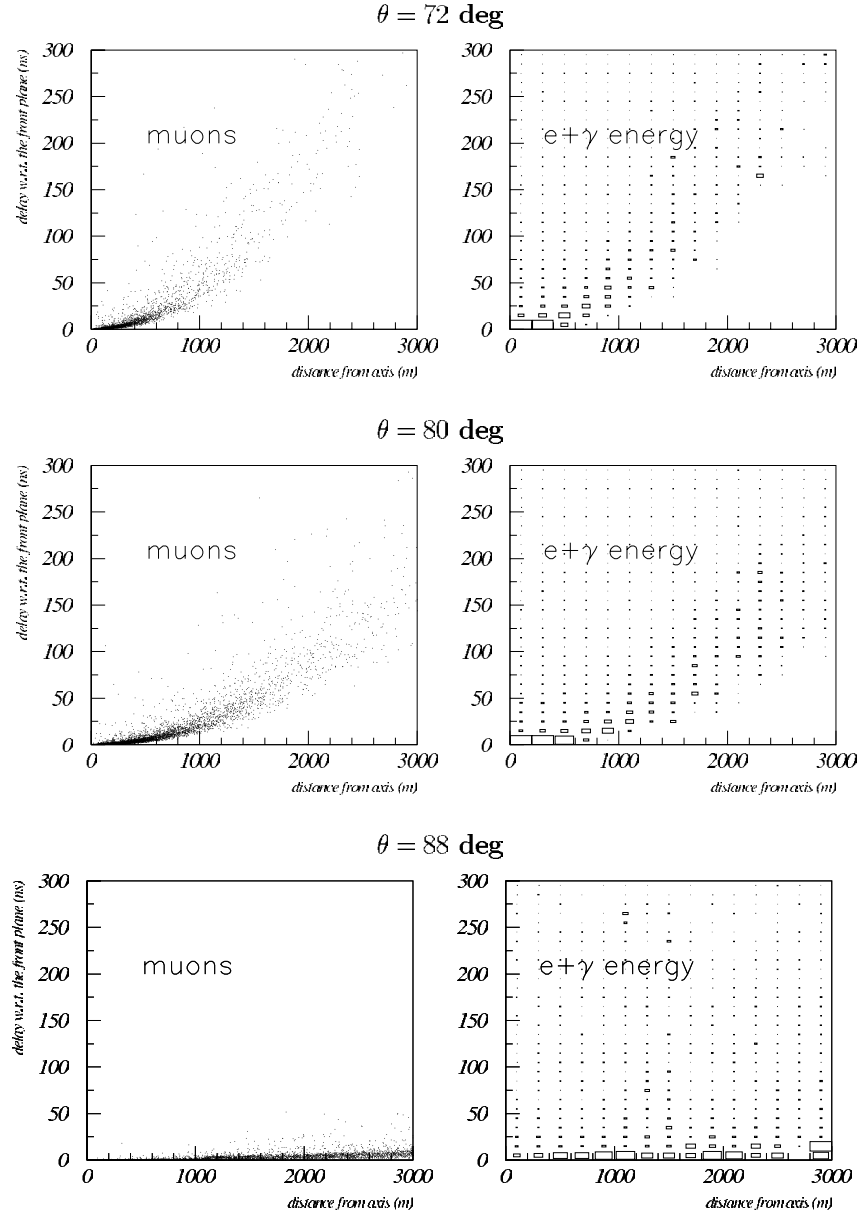


FIG. 3.2 – Arrivée en temps des composantes muonique et électromagnétique du front de gerbe, pour trois angles zénithaux. D'après [53].

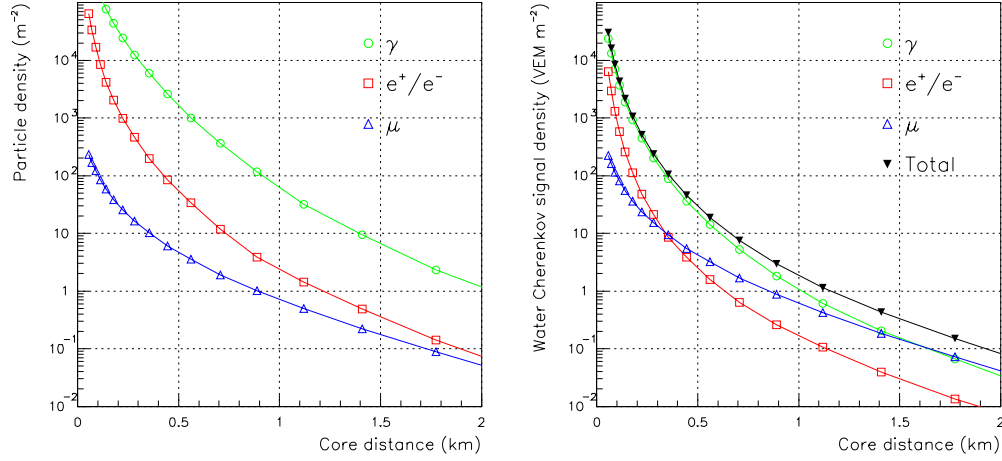


FIG. 3.3 – Contribution à la *l.d.f* des trois principales composantes d’une gerbe atmosphérique initiée par un proton de 10^{19} eV. La figure de droite est obtenue en convoluant celle de gauche avec la réponse d’une cuve Cerenkov d’une hauteur de 1.2 m. D’après [52]

maire dans l’atmosphère, et qui décroît avec la masse A du primaire d’énergie E_0 . Durant la cascade, le nombre de particules croît avec le nombre d’interactions, puis décroît lorsque l’énergie moyenne des particules devient trop basse pour continuer le processus. Il existe donc une profondeur X_{max} pour laquelle le nombre de particules est maximum. On peut estimer grossièrement cette profondeur en considérant une longueur moyenne d’interaction λ et l’énergie E_c en dessous de laquelle les particules ne subissent plus que des pertes par ionisation. Alors, si une interaction produit en moyenne un nombre de secondaires N_s , le nombre de particules à la profondeur X croît comme $N_s^{X/\lambda}$. Ainsi, en répartissant équitablement l’énergie des secondaires selon $E_0/N(X)$, il est facile d’évaluer E_c comme $E_0/N(X_{max})$ et donc

$$X_{max} \propto \lambda \log E_0$$

En prenant pour référence la profondeur d’un proton primaire d’énergie $E_{ref} = 1$ EeV, X_{max} est une fonction de l’énergie et du type du primaire :

$$\begin{aligned} X_{max}(E) &= X_{max}(E_{ref}) + 55 \log_{10} E \text{ g/cm}^2 \\ X_{max}(E, {}^{56}\text{Fe}) &= X_{max}(E, \text{p}) - 100 \text{ g/cm}^2 \end{aligned}$$

où E est exprimée en EeV. Ainsi, cette grandeur permet d’être sensible au primaire. Ce fait est illustré sur la figure 3.4.

La distribution latérale, qui dépend de la profondeur X de la gerbe, est aussi affectée par la fluctuation initiale, mais l’évolution est telle que pour toute valeur de X , il existe une distance r_{ref} dans le plan transverse optimale pour minimiser ces fluctuations. Cet optimum est un compromis entre les fluctuations des premières interactions qui diminuent avec la distance transverse r et les fluctuations de l’échantillonnage qui augmentent avec

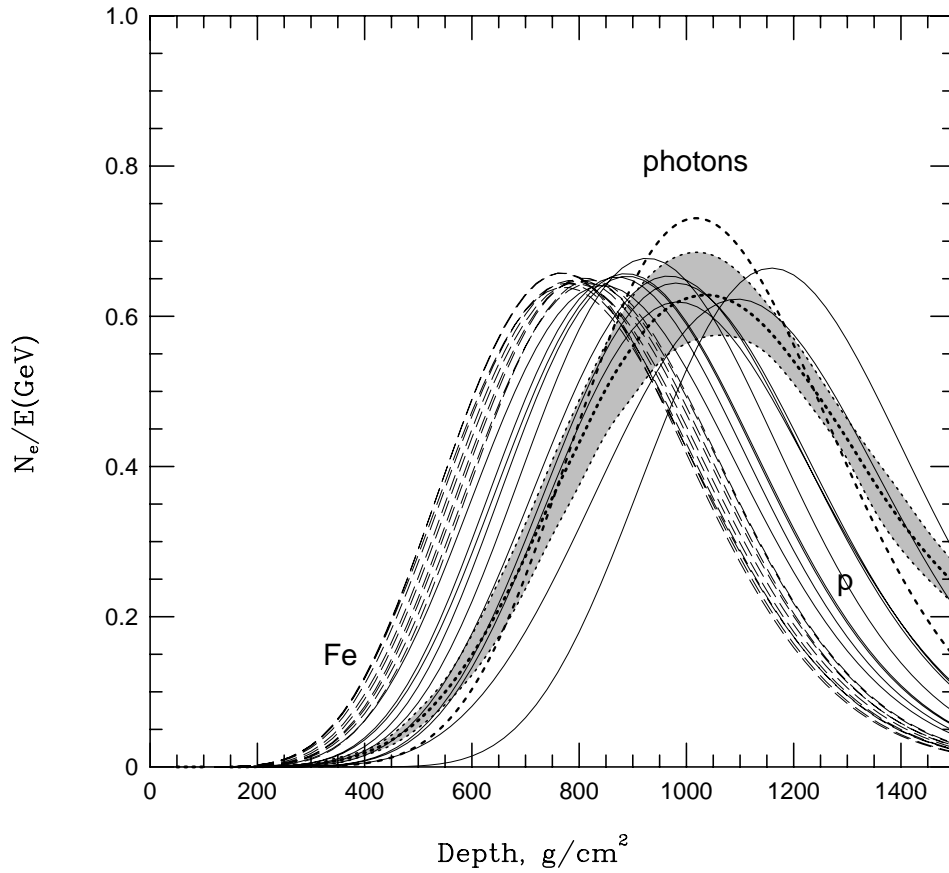


FIG. 3.4 – Profondeur moyenne du nombre maximum de particules pour différents primaires. D'après [52]

r car la densité de particules diminue. La distance r_{ref} est une fonction de l'écartement des détecteurs au sol, et dépend donc des expériences. Cette caractéristique est mise à profit pour reconstruire l'énergie du primaire, en déterminant phénoménologiquement une relation entre l'énergie et le signal en r_{ref} . Ainsi, la mesure de la distribution latérale, la recherche de la position du cœur de la gerbe et de l'énergie du primaire sont étroitement liées.

3.1.2 Détection par fluorescence.

Plutôt que d'échantillonner le profil latéral d'une gerbe avec un grand nombre de détecteurs au sol, la détection par fluorescence consiste à échantillonner le profil longitudinal de la gerbe, en observant le développement de la cascade et en mesurant l'énergie dissipée par les particules dans l'atmosphère, utilisée alors comme un calorimètre. Le ciel est ainsi scruté par une multitude d'yeux accolés les uns aux autres, utilisant des photomultiplicateurs pour recueillir les signaux, et couvrant chacun une petite portion du ciel. Il ne s'agit pas de concurrencer la définition de l'image de n'importe quel appareil photogra-

phique, mais d'obtenir des temps de pause extrêmement courts. La lumière de fluorescence est émise d'une manière isotrope lors de l'excitation des molécules d'azote avec le passage des particules chargées de la gerbe.

La lumière qui se dirige vers des miroirs exposés au ciel est recueillie par chaque photo-multiplicateur au temps t_i dans la même séquence temporelle que le développement de la cascade l'autorise. Le plan de détection de la gerbe, représenté sur la figure 3.5, est reconstruit à partir de cette séquence. Le paramètre d'impact R_p , c'est-à-dire la distance entre le détecteur et l'axe de la gerbe, et l'angle ψ entre l'axe de la gerbe et le sol sont déterminés par le meilleur ajustement de la relation géométrique suivante :

$$t_i - t_0 = \frac{R_p}{c \sin \theta} - \frac{R_p}{c \tan \theta} = \frac{R_p}{c} \tan \frac{\theta_i}{2}$$

où t_0 est le temps auquel le front de gerbe traverse le centre du détecteur et c la vitesse de la lumière. L'angle θ_i est relié à l'angle ψ par la relation :

$$\theta_i = \pi - \psi - \chi_i$$

où χ_i est l'angle d'élévation du tube concerné dans le plan.

La géométrie déterminée, on peut connaître le nombre de photons N_γ reçus par un photo-multiplicateur en découpant la trace en cellules angulaires d'une ouverture $r\Delta\theta$:

$$N_\gamma = \epsilon_{eff} A_{mir} N_e Q \frac{r\Delta\theta}{4\pi r^2} \exp(-r/r_e)$$

où N_e est le nombre de particules chargées dans chaque cellule angulaire, Q l'efficacité quantique du photo-tube, r la distance de la source de lumière au photo-multiplicateur, r_e la longueur de diffusion de la lumière dans l'atmosphère, A_{mir} la surface d'un miroir du détecteur, et ϵ_{eff} le nombre de photons produits par une particule chargée et par mètre. D'autre part, le bruit de fond intrinsèque constitué par la lumière du ciel de la nuit donne un nombre moyen de photons N sur chaque tube :

$$N = n_{NB} Q A_{min} (\Delta\theta)^2 \Delta t$$

où n_{NB} est le bruit total du ciel, et Δt le temps d'intégration d'un photo-tube. L'excitation des molécules d'azote provoque une émission de photons principalement dans une région des longueurs d'ondes ultraviolettes, entre 300 et 400 nm. Ainsi, la sélection de filtres optiques et de photo-multiplicateurs avec une grande efficacité ϵ_{eff} dans cette gamme de longueurs d'ondes permet d'augmenter le rapport signal sur bruit. La figure 3.6 montre le profil longitudinal de l'événement le plus énergétique détecté jusqu'ici par l'expérience *Fly's eye*.

Il existe aussi une contamination de la lumière de fluorescence - voir figure 3.7 - par la radiation et la diffusion de la lumière Cerenkov émise par toute la cascade de particules.

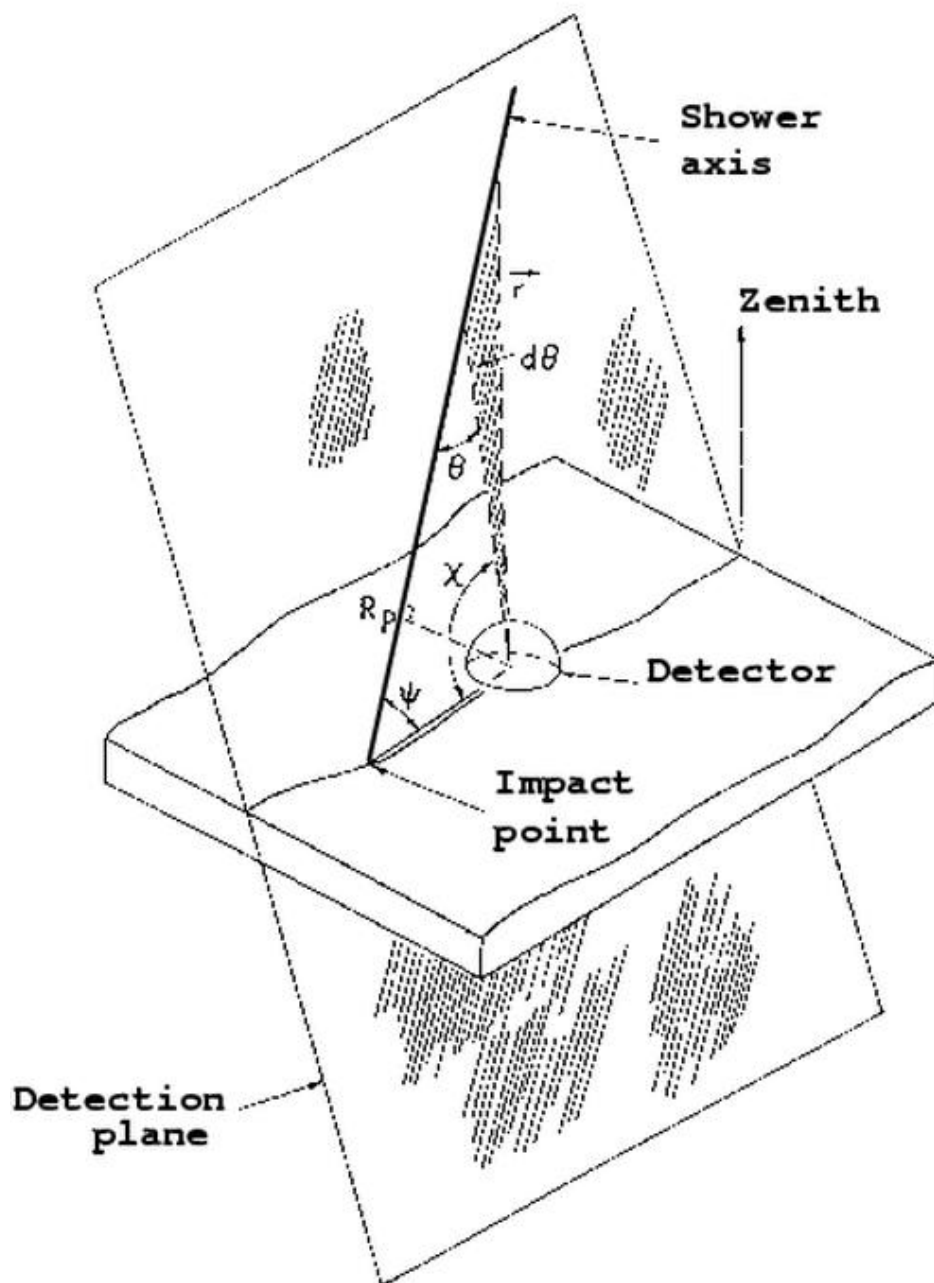


FIG. 3.5 – Géométrie de la détection d'une gerbe par fluorescence. D'après [52]

Le profil longitudinal $N_e(x)$ de la gerbe pour chaque cellule angulaire est calculé itérativement en annulant ces contributions de la lumière Cerenkov, qui dépend de l'angle entre la direction pointée par le photo-tube et l'axe de la gerbe. Le nombre de photo-

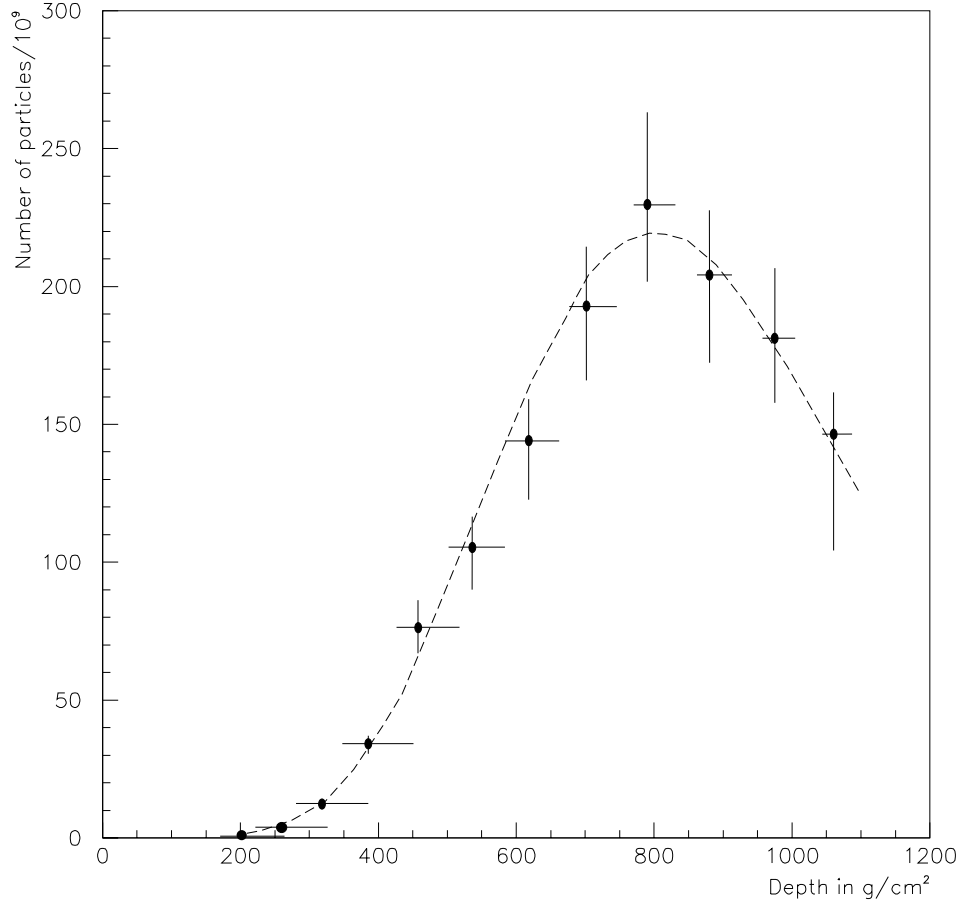


FIG. 3.6 – Profil longitudinal de l'événement à 3×10^{20} eV. D'après [52]

électrons obtenus est directement proportionnel au nombre de particules chargées exposées dans une cellule angulaire. Le profil $N_e(x)$ est ensuite ajusté sur la fonction de Gaisser-Hillas :

$$N_e(x, X_{max}, X_1, N_{max}) = N_{max} \left(\frac{x - X_1}{X_{max} - X_1} \right)^{\frac{X_{max} - X_1}{\lambda}} \exp \frac{X_{max} - x}{\lambda}$$

où X_{max} est le maximum de la gerbe, X_1 la profondeur atmosphérique du point de la première interaction, et λ une longueur d'atténuation de l'ordre de 70 g/cm². En première approximation, l'énergie E_{em} transportée par la composante électromagnétique est évaluée comme :

$$E_{em} = 2.2 \text{ MeV/g/cm}^2 \times \int dx N_e(x)$$

L'énergie critique d'un électron dans l'air est l'énergie en dessous de laquelle un électron ne produit plus de signal détectable. La fraction d'énergie emportée par la composante électromagnétique pour des gerbes hadroniques varie entre 80 et 90% de l'énergie totale

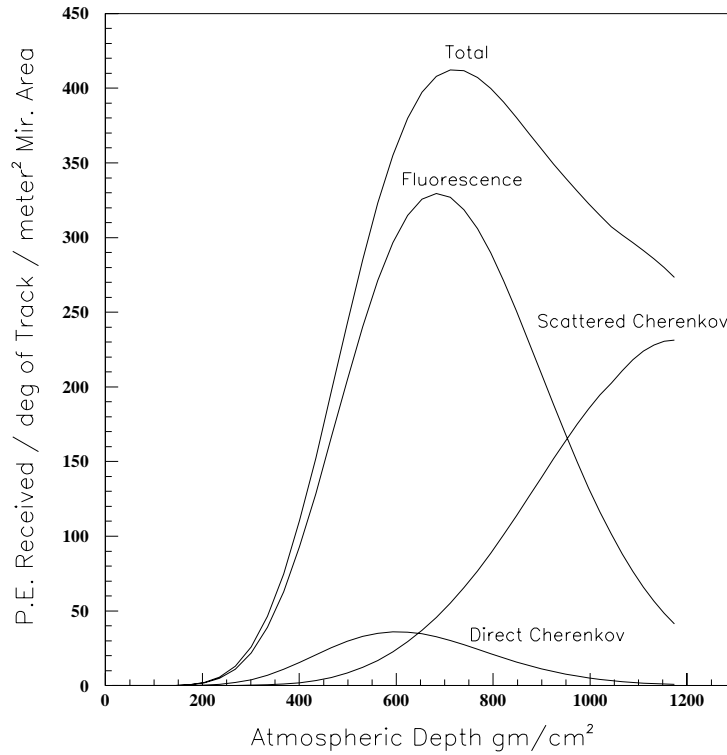


FIG. 3.7 – Pollution par la lumière Cerenkov. D'après [52]

vers 10^{19} eV selon l'énergie du primaire et sa masse. Cette approximation doit être corrigée de facteurs tenant compte de plusieurs effets :

- une évaluation précise du facteur ϵ_{eff}
- la soustraction de la lumière Cerenkov (directe et diffusée)
- l'atténuation et la diffusion des photons
- les incertitudes liées à la reconstruction géométrique

Si une gerbe est observée par deux télescopes de fluorescence, l'intersection des deux plans de détection de la gerbe déterminés par chacun des télescopes définit la trajectoire de la gerbe sans utiliser d'informations temporelles. La longueur totale de la trace laissée par la gerbe dans l'atmosphère étant déterminée indépendamment par deux détecteurs, on obtient une meilleure résolution de la reconstruction de l'énergie du primaire.

3.1.3 Résultats passés à ultra haute énergie.

En raison des fluctuations, la vingtaine d'événements reportés au-delà de 10^{20} eV par plusieurs expériences n'apporte pas de réponse significative statistiquement sur l'existence de rayons cosmiques au-delà de 10^{20} eV. Des surestimations sur l'énergie de l'ordre de 20% sont possibles. C'est du moins ce que laissent à penser les résultats de l'expérience

Hires, puisque cette expérience montre lors des conférences l'observation d'une coupure GZK dans le spectre.

Néanmoins, l'événement à 3×10^{20} eV détecté par l'expérience Fly's Eye, et celui à 2×10^{20} par AGASA sont des indications en faveur de l'existence de rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK qui ne souffrent pas de réplique. Le flux intégral $\mathcal{I}(E)$ à 10^{20} eV mesuré par les expériences se chiffre à

$$\mathcal{I}(E > 10^{20}) = 2.6^{+2.5}_{-0.6} \times 10^{-16} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

Cette valeur correspond à peu près au chiffre bien connu d'une particule par kilomètre carré, par siècle et par stéradian. Les mesures aboutissant à cette valeur, ainsi que les indices spectraux avant et après la cheville sont résumés sur le tableau 3.3.

Expérience	Flux à 10 EeV $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1}$	indice spectral ($E < E_{\text{cheville}}$)	indice spectral ($E > E_{\text{cheville}}$)
Haverah Park	2.22×10^{-33}	3.24 ± 0.07	$2.70^{+0.18}_{-0.17}$
Yakutsk	3.31×10^{-33}	3.15 ± 0.03	2.78 ± 0.2
Fly's Eye	2.23×10^{-33}	3.27 ± 0.02	2.71 ± 0.1
AGASA	2.51×10^{-33}	$3.23^{+0.10}_{-0.12}$	$2.78^{+0.25}_{-0.33}$

TAB. 3.3 – Comparaison des intensités différentielles à 10 EeV.

3.2 L'observatoire Pierre Auger.

Le projet Pierre Auger a été pensé pour pouvoir mesurer les caractéristiques des RCUHE avec une précision statistique sans précédent. Le projet final devrait être composé de deux sites, l'un dans l'hémisphère Nord, l'autre dans l'hémisphère Sud, et chacun couvrant une surface au sol de 3000 km^2 . Cette surface recouverte de 1600 cuves Cerenkov espacées d'un kilomètre et demi, afin d'être sensible à la gamme d'ultra haute énergie. Ce réseau sera entouré par quatre télescopes de fluorescence. Ce sera donc un détecteur *hybride*, qui devrait permettre un inter-calibrage très précieux en ces temps de polémique AGASA/Hires née des résultats contradictoires des deux expériences. La position des télescopes est choisie de telle sorte que toute gerbe de 10^{19} eV tombant sur le réseau soit vue par au moins un télescope. Les cuves Cerenkov, sensibles aux compositions muonique et électromagnétique des gerbes, offrent une bonne couverture du ciel grâce à leur extension en hauteur, contrairement à des scintillateurs. Pendant les nuits sans lune, les prises de données hybrides permettent la détection d'événements en or (d'événements déclenchant les deux détecteurs) intéressants pour un meilleur étalonnage, et pour développer une reconstruction hybride. Une vue d'artiste du détecteur est représentée sur la figure 3.8.

Les simulations ont montré que l'efficacité du réseau de surface concernant la reconstruction de l'énergie d'une gerbe de 4×10^{19} eV s'élève à environ 90%. Une telle gerbe

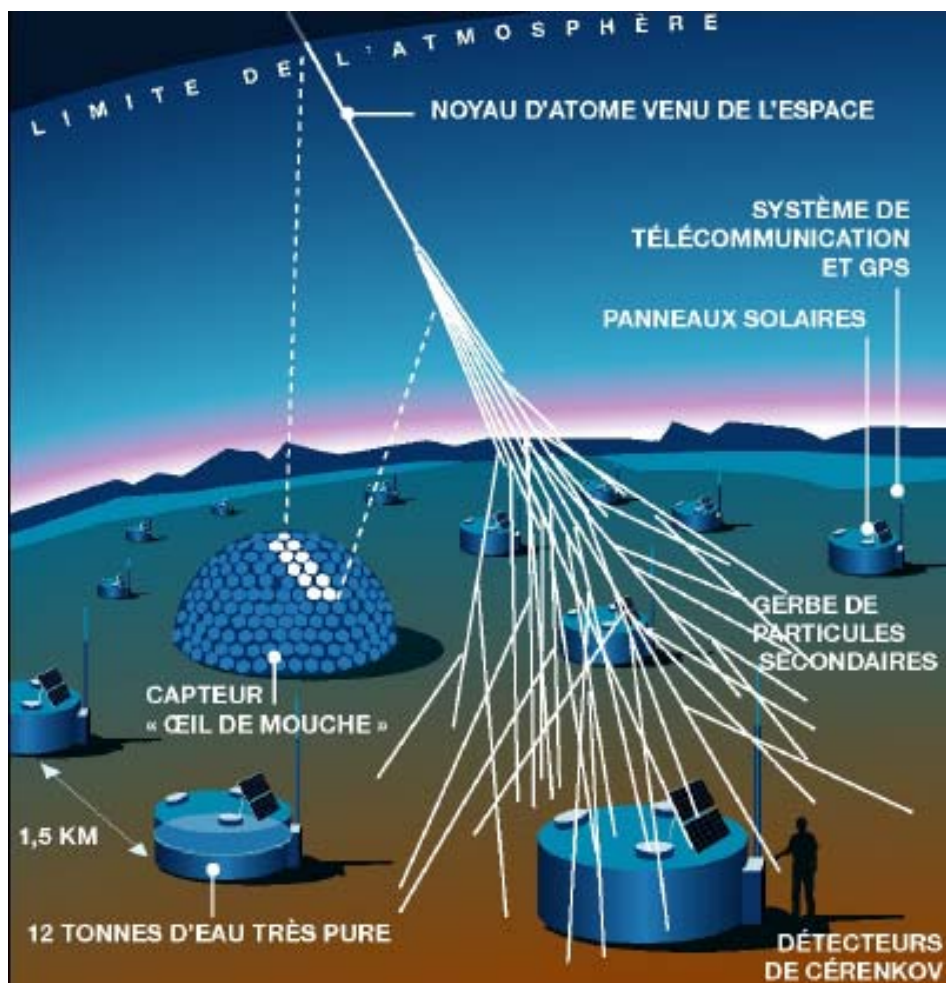


FIG. 3.8 – Le détecteur hybride Pierre Auger.

devrait déclencher une dizaine de cuves sous une incidence assez verticale. La résolution angulaire, tout comme celle de l'énergie, devient meilleure à mesure que l'énergie augmente. Le tableau 3.4 résume les statistiques attendues du détecteur.

énergie (\geq eV)	réseau	hybride
3×10^{18}	15000	4700
10^{19}	5150	515
5×10^{19}	490	49
10^{20}	103	10
5×10^{20}	10	1

TAB. 3.4 – Statistiques attendues du détecteur Auger complet après une année de fonctionnement.

La figure 3.9 illustre d'une manière simplifiée l'efficacité d'un réseau de surface dont les détecteurs individuels sont espacés les uns des autres d'un kilomètre et demi. Les points représentent les points d'impact du cœur d'une gerbe atmosphérique qui permettent de déclencher au moins 3 stations, en négligeant toutes les fluctuations, c'est-à-dire en convertissant directement une densité moyenne de particules en signal dans une cuve. En haut à gauche, l'incidence de la gerbe est nulle, et l'énergie est simulée à 1 EeV. Pour pouvoir déclencher, il faut que le cœur se situe à peu près au milieu d'un triangle élémentaire. En haut à droite, cette condition est moins restrictive, car l'incidence de la gerbe est de 30° . En bas à gauche, l'incidence est de 70° , la population des positions possibles devient uniforme par des simples effets de projection. Notons tout de même que les gerbes ne doivent pas être dirigées de l'intérieur vers l'extérieur du réseau afin d'être contenues dans celui-ci. Enfin, en bas à droite, même sous incidence nulle, donc sans effet de projection, la tâche au sol provoquée par un primaire de 10 EeV permet une efficacité maximale.

Un site est actuellement en construction. Sa situation géographique devait remplir plusieurs conditions :

- un terrain praticable sur 3000 km^2 pour le déploiement et la maintenance des cuves
- une latitude entre 30° et 45° pour fournir une bonne couverture du ciel
- une altitude de 500 à 1500m pour être proche du maximum d'une gerbe aux énergies considérées
- une faible couverture nuageuse, et une pollution lumineuse minimale la nuit

Ce site se situe dans la province de Mendoza, près de la ville de Malargüe (figure 3.10), dans la pampa de l'Argentine. Il est vierge de toute installation électrique et multimédia, obligeant la mise en œuvre de détecteurs indépendants concernant leur source en énergie et communiquant avec une station centrale d'acquisition des données au moyen d'une liaison radio. La mesure des informations temporelles s'effectue au moyen du *Global Positioning System* (GPS).

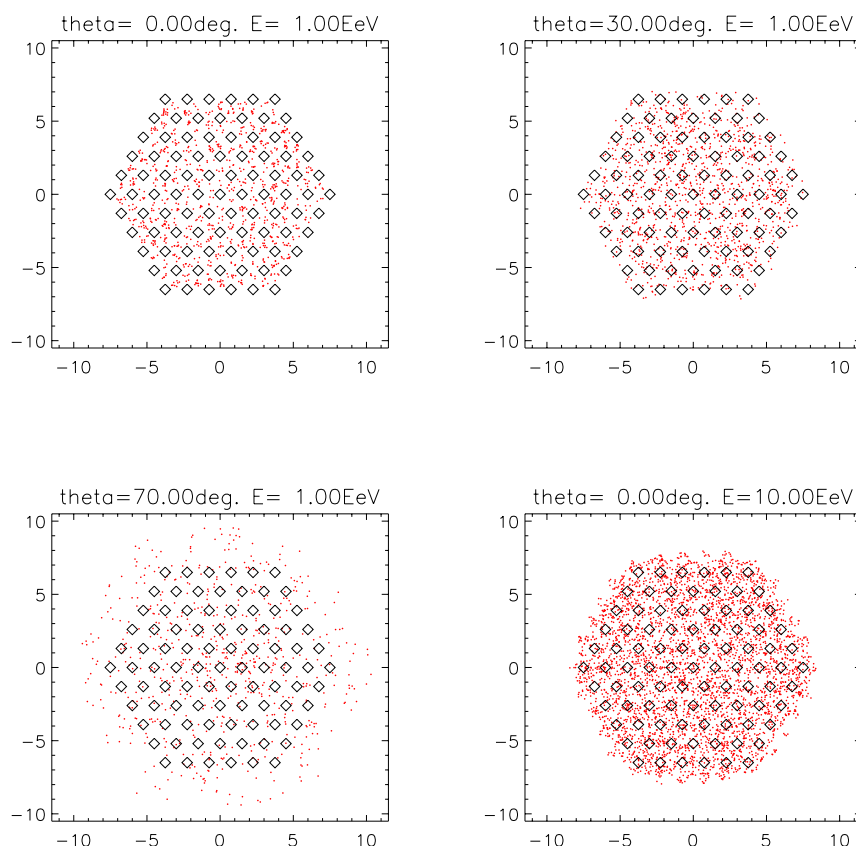


FIG. 3.9 – Vision simplifiée de l'efficacité de détecteurs espacés de 1.5 km à des gerbes de 1 EeV et plus (voir texte).

Avec si peu de puissance disponible pour chaque station locale, il a fallu concevoir et développer tout un système de télécommunications d'une grande envergure. Il s'agit en effet de transmettre les informations de 1600 stations réparties sur 3000 km². Les télescopes de fluorescence siégeant en hauteur sur des collines, ils sont idéalement situés pour être des relais radio en les équipant d'antennes réceptrices dirigées vers le réseau. Chaque site de fluorescence aura entre 20 et 40 antennes, chacune gérant une vingtaine de stations. Une antenne réceptrice s'appelle une *Base Subscriber Unit (BSU)*, tandis que les radios situées sur les stations locales s'appellent une *Subscriber Unit (SU)*.

On se heurte alors à une nouvelle difficulté, résidant dans le fait qu'il est impossible à la fois de gérer 1600 stations communiquant toutes en même temps, ou de gérer 1600 fréquences différentes. Il faut donc imposer à chaque cuve un instant bien précis chaque seconde pour qu'elle puisse communiquer. Ce tempo est géré par le système GPS de la

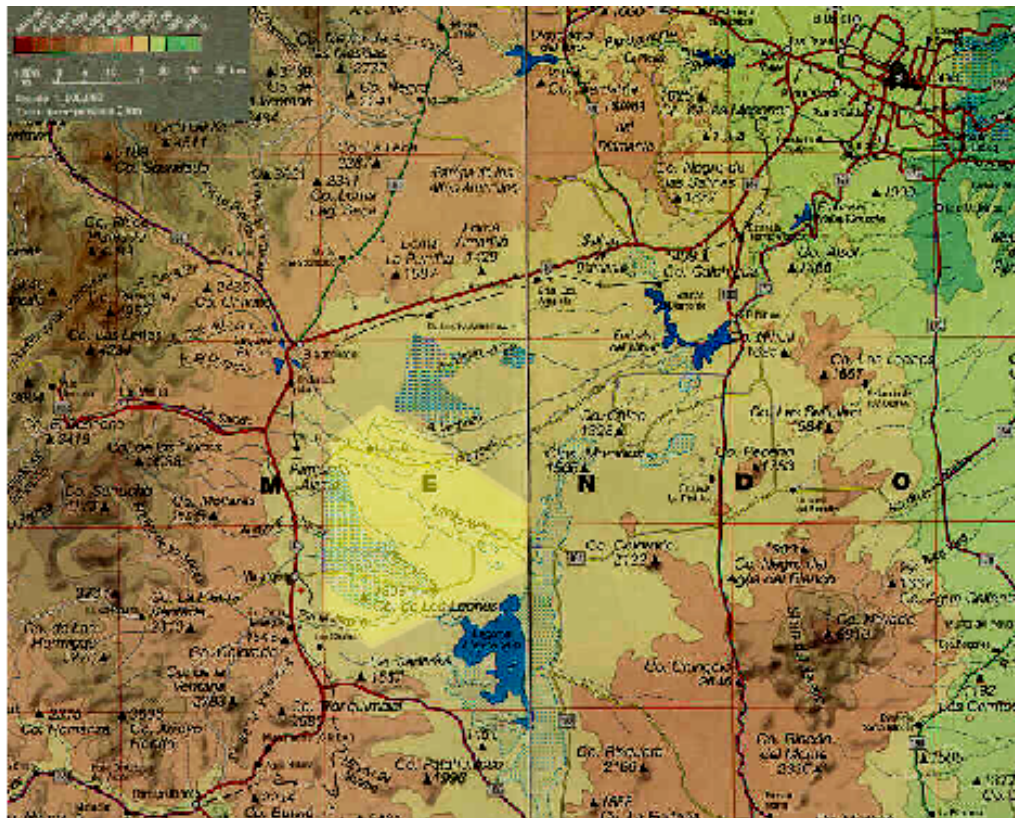


FIG. 3.10 – La province de Mendoza, Argentine.

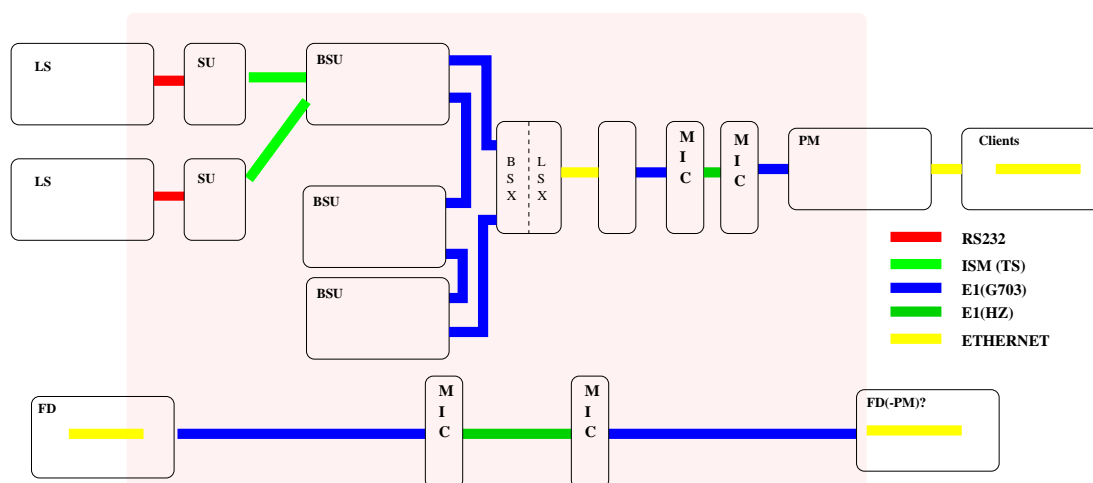


FIG. 3.11 – Ensemble des télécommunications.

cuve. A chacun de ces instants, une cuve a l'occasion de communiquer 1200 bits de données vers la station centrale. Pour vérifier l'intégrité des paquets, un système à base de *Cyclic Redundancy Check* est implémenté, et les radios s'échangent des accusés de réception. Lorsqu'un message est transmis d'une manière incorrecte, il peut être ré-émis, dans une fenêtre temporelle de 5 secondes. Ainsi, pourvu qu'il soit transmis, l'intégrité de tout message dirigé vers la station centrale est garantie.

Inversement, chaque BSU peut adresser une SU à deux instants bien précis à l'intérieur d'une seconde. Les messages sont alors envoyés à toutes les stations locales, et doivent donc comporter des entêtes pour renseigner les stations locales si elles sont ou non concernées par le message en question. Une vue schématique de tout ce protocole est présentée sur la figure 3.11.

Un prototype de ce détecteur, constitué de 30 cuves Cerenkov et d'un télescope de fluorescence, est en fonctionnement depuis janvier 2002.

3.3 Le système d'acquisition des données : le CDAS.

Nous abordons en détails dans ce paragraphe un des aspects techniques de l'expérience Auger que constitue le flot des données. Le problème de base est l'impossibilité pour une station locale de transmettre à la station centrale l'intégralité de la centaine de déclenchements qui s'opèrent par seconde, pour des raisons de bande passante. On comprend donc la nécessité d'établir un premier filtre de sélection des données pour ne transmettre sur le réseau de l'acquisition que des informations susceptibles de contenir de la physique des rayons cosmiques. Cette sélection s'effectue d'abord au niveau local, en réduisant via un algorithme *software* le nombre de déclenchements de cent à vingt. Cette vingtaine de déclenchements n'est ensuite transmise à la station centrale toutes les secondes qu'en partie, c'est-à-dire que ne sont transmises pour chaque déclenchement que les infor-

mations minimales pouvant permettre la formation d'une coïncidence spatio-temporelle entre plusieurs stations locales. Dans le cas d'une telle coïncidence, il doit donc exister un protocole entre la station centrale et les stations locales aboutissant à l'acheminement de l'intégralité des données d'un déclenchement particulier vers la station centrale. Le vocabulaire classique dans ce genre de description est emprunté à la littérature anglo-saxonne : les déclenchements de premier niveau, de nature *hardware* au sein des détecteurs Cerenkov, portent le nom de *trigger de niveau 1 (T1)*; la sélection locale et *software* d'une vingtaine de ces T1 porte le nom de T2; tandis que la détection au niveau central d'une coïncidence spatio-temporelle porte le nom de T3. La collection des données d'une station après qu'une requête de T3 a été émise porte le nom de T3Data. En même temps qu'elle ne sature pas le flot des données, toute cette chaîne de sélection doit permettre de ne pas perdre de physique des RCUHE

Le rôle principal de la station centrale, le CDAS¹, est donc de rassembler toutes les informations provenant des stations locales susceptibles de contenir une physique de RCUHE, afin d'émettre des T3 et de les collecter. Cette formation de T3 se fait soit à l'intérieur même du CDAS, soit au niveau d'un détecteur de fluorescence (par extrapolation du point central de chute d'une gerbe dans un plan). Il existe cependant beaucoup d'autres tâches de surveillance indispensables au bon déroulement des opérations.

Les informations de déclenchement mises à part, l'acquisition des données des stations locales et des détecteurs de fluorescence sont totalement indépendantes. Les données prises par les détecteurs de fluorescence sont synchronisées chaque nuit avec celles des détecteurs de surface. Toutes les quatre heures, l'ensemble de ces données sont synchronisées avec les sites miroirs de l'expérience situés à Chicago au Fermilab, et à Lyon, au CCIN2P3.

Etant donné le nombre d'opérations qu'il faut effectuer pour collecter les données, il est préférable de séparer les tâches au sein du CDAS. Chacune de ces tâches doit s'enregistrer auprès de deux serveurs, Cm et Db (« Data Base »). Toutes les applications en charge de gérer un certain type de flot de données dans le CDAS communiquent entre elles par l'intermédiaire d'un noyau d'information (Ik, pour « Information Kernel »). Ce noyau permet très simplement d'envoyer des types de messages et d'en recevoir à la demande. Toutes les informations échangées au sein du CDAS sont formatées en ASCII, à l'exception des blocs de données en provenance des stations locales, blocs reçus sous forme binaire.

Signalons que le CDAS version prototype fonctionne sur un réseau de 6 serveurs équipés de deux processeurs 450 MHz Intel et disposant de 256 MB de mémoire vive. Les données sont écrites sur un système RAID de 9 disques de 500 GB au total. Un serveur NTP GPS synchronise l'ensemble. Chaque serveur opère avec une Mandrake 8.2, distribuée gratuitement. Toutes les applications dont la description suit ont été développées en langage C ou C++.

¹pour « Central Data Acquisition System »

3.3.1 Flot des données de tout genre.

La communication entre la station centrale et le réseau des stations locales se fait à l'aide d'une application dédiée spécifiquement à cet effet, application nommée « Post Master » (Pm). Le but de Pm est de distribuer les informations reçues toutes les secondes de plusieurs radios à travers un réseau ethernet selon leur type aux applications du CDAS conçues pour traiter ces données, et de transmettre aux stations locales certaines requêtes. Pm est donc le serveur par où transitent tous les messages entre station centrale et stations locales. Tous ces messages sont formatés selon un protocole bien précis[54, 56].

Tous les clients communiquent avec Pm au moyen de connexions TCP. Chacun d'entre eux ouvre une connexion sur le port de Pm. Le réseau du CDAS permet que l'adresse IP et le port de Pm ne dépende pas de la machine particulière sur laquelle l'application Pm est lancée. En se connectant à Pm, chaque client envoie un message d'identification (figure 3.5) pour demander des services bien spécifiques, et attend en retour l'accusé de réception de Pm (figure 3.6).

longueur du message version type de client longueur de l'entête (=16)	Entête
version du message nb de services demandés service Id 1 nb de paramètres param 1 ... service Id 2 ...	Demande d'enregistrement
0×1ABCDEF2	Délimiteur

TAB. 3.5 – Protocole d'une demande de connexion à Pm.

Chaque client de Pm discute ensuite avec lui au moyen de fichiers descripteurs gérés par les fonctions standard du système. Les données envoyées par les stations locales appartiennent à plusieurs flux :

- T2 : pour trigger de niveau 2, dont l'envoi à raison d'une vingtaine par seconde pour chaque station locale constitue une priorité. Les informations contenues dans chacun de ces T2 sont la microseconde du déclenchement de la station locale au dessus du seuil, et une estimation de l'énergie qui a amené le déclenchement. Ils sont transmis à l'application qui recherche les coïncidences, *le Central Trigger*.
- Données d'un événement et de calibrage (T3Data) : envoyés seulement à la suite de requêtes du CDAS. Ces informations, trop volumineuses pour être contenues dans

longueur du message version accusé de réception longueur de l'entête (=16)	Entête
version du message code d'erreur	Réponse à l'enregistrement
0×1ABCDEF2	Délimiteur

TAB. 3.6 – Accusé de réception de Pm.

un seul message, sont découpées en plusieurs tranches situées derrière les T2 de sorte à occuper le maximum de la bande passante disponible. Elles sont transmises à l'application qui construit les événements, *l'Event Builder*.

- Contrôle/statuts : informations donnant l'état d'un détecteur spécifique, transmises au noyau d'informations du CDAS (Ik).
- Données de surveillance et de calibrage : informations de dernière priorité, périodiques de sorte à encombrer le moins possible la bande passante, transmises à l'application du CDAS qui les enregistre dans un format ROOT, *le Monitoring Recorder*.

L'organigramme de cette chaîne est montré sur la figure 3.12, où l'on distingue le rôle central de Pm.

Tout message qui ne peut être contenu dans une seule tranche - typiquement les données ayant trait à un événement - est stocké en mémoire par Pm, qui attend la complétude du message avant de le transmettre à l'application concernée. Arrêtons-nous quelques instants sur ce point, puisqu'il constitue une des principales difficultés du système. Pour ne pas perdre de physique et néanmoins ne pas bloquer de bande passante, chaque station locale découpe les informations qu'elle envoie de sorte que le taux complet de T2 soit transmis chaque seconde, réservant ainsi la priorité du message à cette tâche. Ce n'est qu'en comblant le nombre d'octets restants que les autres types d'information peuvent circuler, toujours à raison d'un morceau de message par seconde. Le travail du recollage des morceaux concernant un seul message d'une station par Pm est compliqué par le fait que les transmissions radio ne garantissent pas que les messages arrivent dans le même ordre qu'ils ont été envoyés pendant une durée de 5 secondes. Un jeu de priorités secondaires derrière les T2 complique encore davantage le tableau, puisque ce délai de 5 secondes peut être considérablement accru lorsqu'un message d'une plus grande priorité interrompt la fin d'un envoi de message découpé au niveau local. Pm voit alors le recollage d'un message s'interrompre, pour avoir à traiter un autre message, alors que le recollage du message précédent ne reprend que parfois une minute plus tard. Typiquement, ce genre de situation se produit lorsqu'une station, alors qu'elle envoyait des informations de calibrage, reçoit une requête pour transmettre un événement entier (T3Data). C'est la gestion de ce genre d'interruptions qui est le plus problématique au niveau de Pm, c'est-à-dire la prise

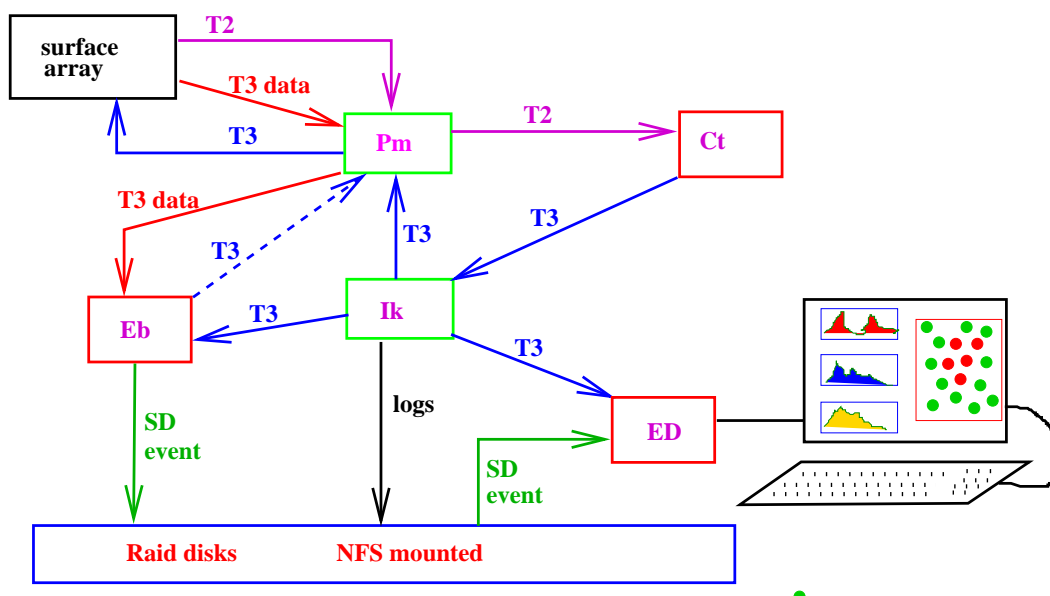


FIG. 3.12 – Organisation des tâches dans le CDAS.

de décision qu'un message incomplet est perdu ou non, afin de ne pas causer de fuites de mémoire trop importantes. L'algorithme identique des deux versions de Pm pour le réseau prototype (la première en langage C, la seconde en C++) a passé cette épreuve, mais ce point reste à surveiller au moment de la mise en place progressive des 1600 cuves.

longueur du message version type de message longueur de l'entête (=16)	Entête
version du message données envoyées	Bloc de données
0×1ABCDEF2	Délimiteur

TAB. 3.7 – Protocole des messages qui transitent par Pm.

Comme cela a déjà été mentionné, Pm est aussi le relais entre les applications du CDAS désireuses d'émettre une requête et les stations locales. Ces requêtes vont d'un simple changement de configuration via certains paramètres à la demande de l'envoi de données de calibrage ou d'un événement entier (T3Data). Il est aussi possible de changer la programmation locale d'une station en effectuant une opération de *download* depuis

la station centrale, au grand soulagement de la gestion financière de la collaboration de l'expérience même si les entreprises pétrolières n'étaient pas tout à fait de cet avis !

Si la mise en place de nouveaux services pour de nouveaux clients du côté CDAS s'avère un jour utile, l'architecture de la seconde version de Pm basée sur l'héritage à ce niveau du code devrait permettre l'intégration de ces services assez simplement.

3.3.2 Détection de seuils, construction des événements.

Le système de déclenchement de l'expérience Auger doit remplir la condition d'être efficace à au moins 90% pour les événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV, et doit permettre la possibilité d'émettre des T3 des détecteurs de fluorescence vers les détecteurs au sol. Ces conditions ne doivent pas laisser le taux de coïncidences fortuites à un niveau trop important, de sorte - comme toujours - à ne pas dépasser la bande passante disponible.

Au niveau du CDAS, tous les T2 (reçus de toutes les stations) sont répertoriés et stockés par Pm selon la seconde à laquelle ils appartiennent. Lorsqu'un bloc est plus vieux que le temps maximum que peut passer un message individuel dans le réseau des radios (5 secondes), ce bloc est transmis à Ct qui peut alors se livrer à sa distraction favorite et capitale : la recherche de coïncidences spatio-temporelles[57]. Pour le réseau prototype, cette recherche s'est fondée selon l'un des critères suivants :

- coïncidence à 3 stations (au moins) à l'intérieur des quatre hexagones (puis deux seulement au fil des mois) centrés sur une des stations sélectionnées dans une fenêtre temporelle par rapport à la station centrale de moins de $\pm(6 + n \times 5)\mu s$ où n est le nombre d'hexagones.
- coïncidence purement aléatoire, déclenchée toutes les 3 minutes au début, puis 15 minutes, pour devenir 30 minutes aujourd'hui.
- coïncidence à 2 stations dans une fenêtre d'une microseconde, spécialement dédiée à deux stations espacées de dix mètres seulement.

Une fois la coïncidence détectée, la requête de T3 impliquant l'envoi des traces FADC enregistrées localement par les stations dans une fenêtre de $30\mu s$ du T2 central est construite par Ct et envoyée au réseau de surface par Pm. Ce message est envoyé à toutes les stations, nonobstant le fait qu'elles appartiennent effectivement ou non à la coïncidence. Le nombre de T2 de chaque station est aussi enregistré chaque seconde, dans un but de calcul d'acceptance.

Le système d'acquisition des détecteurs de fluorescence est complètement indépendant du CDAS. Les déclenchements locaux sont générés par chaque caméra et sont promus en T3 de pure fluorescence si une gerbe atmosphérique a été identifiée. Après chaque nuit de prise de données, celles-ci sont transmises au CDAS. La construction de déclenchements hybrides se fait au moyen d'une transmission des T3 locaux de fluorescence vers le CDAS en direct. La position du point d'impact dans le temps est alors calculée et un T3 de réseau est construit.

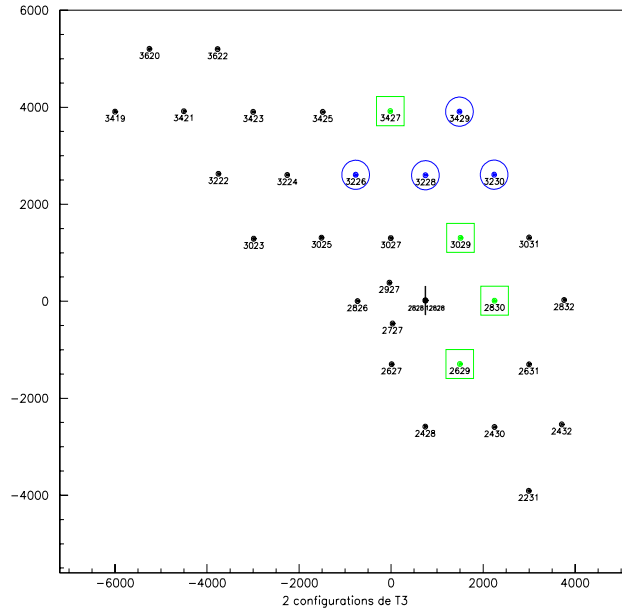


FIG. 3.13 – Exemple de deux configurations amenant à une décision de T3 pour le réseau prototype.

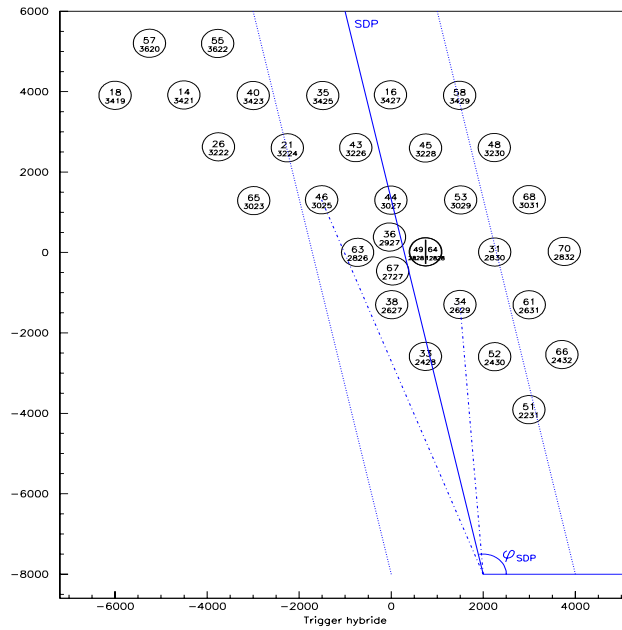


FIG. 3.14 – Principe du T3 hybride pour le réseau prototype.

3.3.3 Sauvegarde des données sur disques - Lecture des données.

Dès la réception complète d'une trace FADC d'une station locale, cet événement est transmis par Pm à *l'Event Builder* (Eb), qui se charge alors de ranger cette trace parmi celles qui composaient à l'origine le T3 qui a justifié la requête. Chaque événement complet est converti dans un format ROOT et enregistré sur disque (à bien y réfléchir, le même sort est réservé aux éventuels événements incomplets). C'est alors, et très certainement *seulement* alors, que le CDAS commence à susciter l'intérêt des collaborateurs (assez nombreux) qui ne touchent même pas de loin à ce système. La librairie disponible pour cette analyse, développée pour être la plus simple possible, a été calquée sur les méthodes standard du langage C. Un exemple d'écriture d'un nouveau fichier de données à partir d'un critère des plus sophistiqués sur une liste de fichiers en entrée est donné ci-après :

```
#include <iostream>
#include <string>
#include "Io.h"

int main (int argc, char *argv[])
{
    Io input(argc-1, argv+1);
    Io output("my_output.root", "w");
    EventPos pos;

    for (pos=input.FirstEvent(); pos<input.LastEvent(); pos=input.NextEvent())
    {
        IoSdEvent event(pos);
        if (strncmp(event.algo, "NEA", 3) == 0) output.Write(event);
    }
    output.Close();

    return 0;
}
```

Il est évidemment possible à partir de cette librairie de brancher une application d'analyse par le jeu de l'héritage que permet le C++. Le CDAS fournit un exemple d'application de ce genre, *l'Event Display* dont une capture d'écran est montrée (figure 3.15).

Les informations de surveillance des paramètres vitaux des stations locales sont collectées par *le Monitoring Recorder* (Mr) à intervalles de temps réguliers. Ces informations consistent principalement en la configuration des paramètres des cartes électroniques et des paramètres d'environnement. Mr recueille aussi des données de calibrage, qui peuvent par la suite être analysées à l'aide d'un visualiseur graphique.

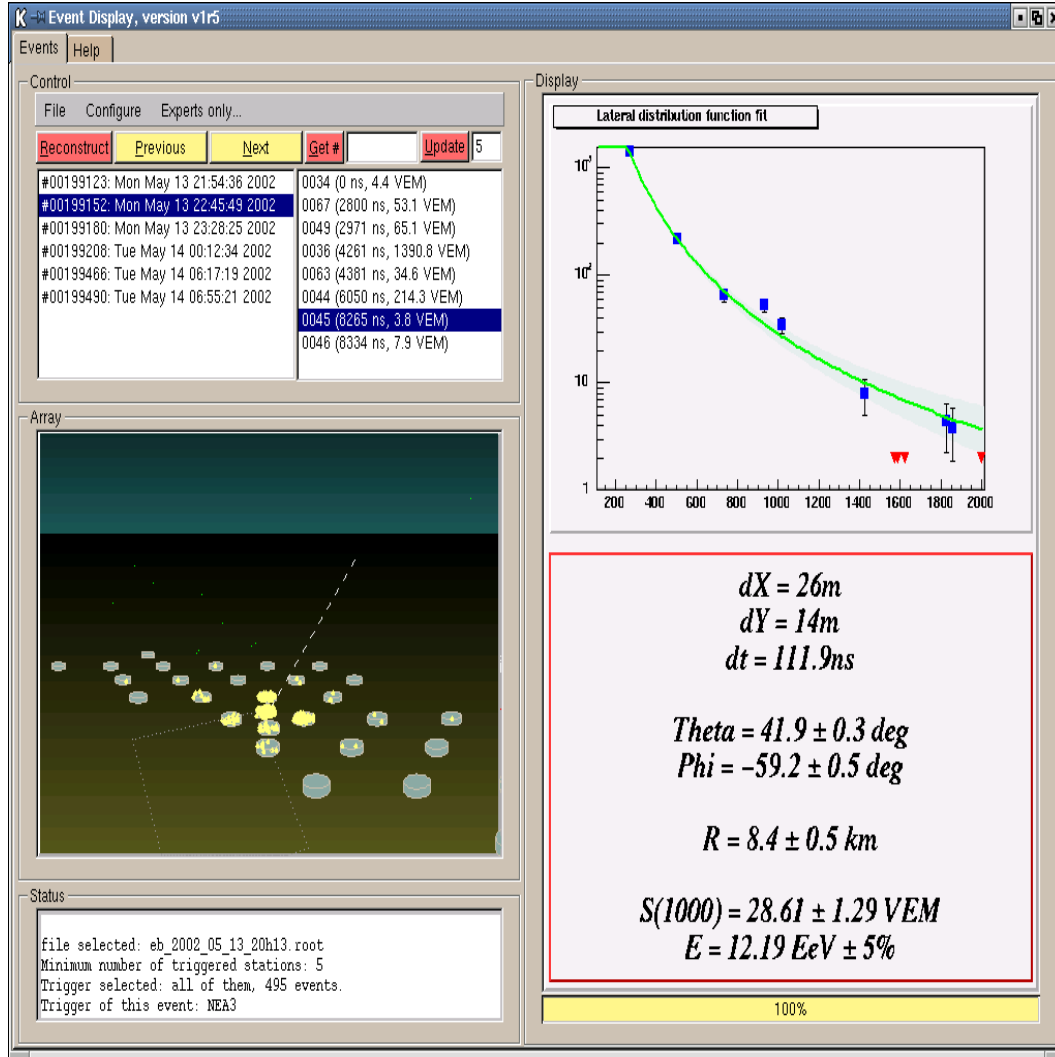


FIG. 3.15 – Une capture de *l'Event Display*, une application d'analyse pour visualiser les événements.

3.3.4 Surveillance du CDAS.

Le tableau ne pourrait pas être complet si le CDAS ne se surveillait pas lui-même. Cette tâche de surveillance incombe à une application de bas niveau qui se réveille périodiquement. Ce « CDAS's Big Brother » a pour seul but de relancer toute application en charge d'un certain flux de données qui aurait failli à la tâche. A titre d'exemple, illustrons ce principe par quelques chiffres pour l'année 2002 : il a permis une efficacité du CDAS de 90%, c'est-à-dire que le CDAS a été opérationnel à plus de 90% du temps, les 10% coupables devant être imputés à hauteur de 4% à des coupures du système UPS et à hauteur de 3% à des tests de développements de programmation.

3.3.5 Perspectives.

Ce système d'acquisition central a montré pendant toute la période du prototype une stabilité qui permet à ses concepteurs et développeurs une certaine confiance pour l'avenir. Quelques ajustements seront nécessaires pour pouvoir gérer 1600 stations plutôt que 30, mais ils se résument à des opérations pratiques consistant par exemple à lancer plusieurs Pm lors d'une acquisition, ce qui ne nécessite que d'autres assignations d'adresse IP. Signalons néanmoins l'absence d'une librairie unique d'écriture des événements au format ROOT, ce qui oblige une maintenance dédoublée de codes. L'auteur de cette remarque désobligeante ne se considère pas comme le moins coupable des responsables de cet état de fait, ayant lâchement remis cette tâche à plus tard.

3.4 Voyages à Malargüe.

Il faut environ 30 heures pour aller de Paris à Malargüe. Les 450 derniers kilomètres traversent le désert de l'Argentine, *la pampa*, en longeant la cordillère des Andes qui accompagne - à 50 kilomètres à vol d'oiseau - le visiteur sur sa droite pendant tout son trajet, et qui sépare l'Argentine du Chili. Le soleil des jours d'été n'a besoin de percer aucun nuage, et donne aux paysages des couleurs telles que, pour un occidental, leur altérité s'inscrit dans un tableau grandiose. Au bout du voyage, avant d'aller résoudre les dernières fautes de segmentation à la mode, le visiteur s'autorise souvent un repas d'empanadas arrosés de boissons autant locales qu'universelles. Lors des réunions de collaboration, il est étonnant de constater combien la communauté française de l'expérience se plaît le soir à se retrouver autour d'un verre, en ayant d'ailleurs quelquefois pris soin de compléter elle-même la carte des boissons en donnant la recette du mélange des parfums qui composent le verre.

Il est difficile de développer des logiciels, de réfléchir à des fonctionnalités futures sans vouloir les tester rapidement. En l'état de prototype, l'expérience n'a pas toujours bénéficié de réseau test dédié à encaisser toutes les bévues des développeurs, notamment au moment de la première prise de données hybrides en novembre 2001. Il me souvient qu'au soir de la première nuit hybride de l'expérience, avec la seule compagnie d'un physicien français (dont je préfère taire le nom pour ne pas le compromettre), une manœuvre sensée parfaitement anodine sur l'ensemble des détecteurs du réseau de surface a provoqué une

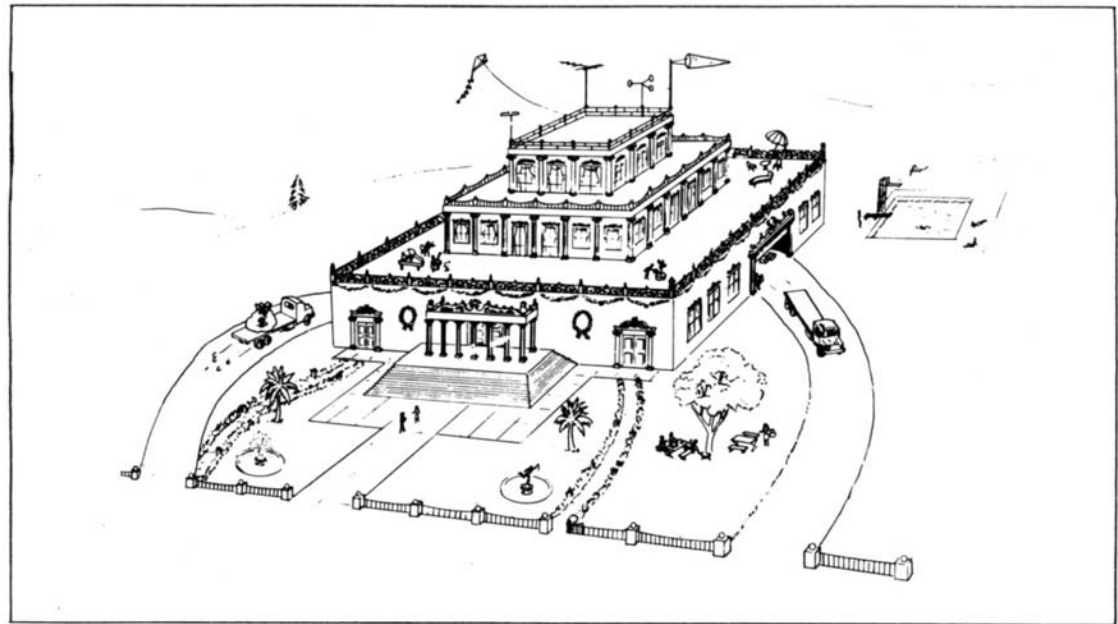
cessation totale du flot de données, nécessitant une visite auprès de chacun des détecteurs pour le rallumer dès le lendemain. Je me souviens aussi de la tête d'un collègue Allemand travaillant sur le télescope de fluorescence venu me demander l'heure à partir de laquelle la prise de données hybrides pourrait commencer du côté du réseau de surface, lorsque je lui annonçai que je n'avais aucun des vingt cinq détecteurs disponible pour cette prise de données, et que je préférerais partir boire un coup pendant qu'il travaillerait toute la nuit.



FIG. 3.16 – Une cuve au quotidien, dans la pampa.

Les deux jours suivants furent par conséquent consacrés à visiter chacune des cuves pour les rallumer. La raison exacte du désastre nous échappa malgré la consultation de tous les fichiers d'erreurs. Dans notre mésaventure, le printemps nous permit de pouvoir accéder presque toutes les cuves en véhicule, ce qui n'est pas toujours le cas lorsque la pampa est inondée. Ces cuves sont dorénavant plus habituées aux visites des vaches des fermiers argentins qu'aux traqueurs de rayons cosmiques. Elles sont plantées dans une pampa étouffante, creusée à côté des Andes, qui rappelle aux chercheurs les dimensions qu'il faut utiliser pour observer ces rayons cosmiques qui se font si rares.

Les nuits suivantes, avec un réseau de surface rétabli, ne furent pas plus chanceuses, et n'aboutirent à aucun résultat en raison de difficultés techniques liées à la structure interne des communications sur le site du télescope de fluorescence ; si bien que cette première campagne hybride fut un fiasco. Elle permit néanmoins de régler tous les problèmes techniques, et la campagne de décembre fut plus productive, tandis que celle de janvier enregistra le



THE ASSEMBLY BUILDING AS SEEN BY THE GOVERNMENTAL FUNDING AGENCIES

FIG. 3.17 – Version humoristique de la perception du projet Auger sur le site Sud de l'expérience. D'après www.auger.org.ar/photoindex.shtml.

premier événement en or, c'est-à-dire le premier événement qui déclencha indépendamment le trigger de fluorescence et le trigger du réseau de surface.

Pour terminer, il est difficile de ne pas aborder les difficultés que connaît l'Argentine depuis quelques années. Le projet Auger, autant par ses dimensions que pour son absence intrinsèque de rentabilité, est évidemment éloigné des préoccupations du citoyen moyen de Malargüe, et risquerait d'être perçu comme l'illustration 3.17 le suggère en cas d'absence de communication. Cependant, le caractère naturellement chaleureux des hommes et des femmes de Malargüe a toujours évité que ces difficultés se posent, permettant aux divers acteurs de vivre côte à côte leurs activités culturelles à l'ombre de toute tension.

Chapitre 4

Protons et Noyaux Sous Incidence Rasante.

La détection de neutrinos à travers l'utilisation des gerbes horizontales est un vieux rêve remis à l'ordre du jour dans le domaine des très hautes énergies, justifié si ces neutrinos existent étant donnée l'acceptance du détecteur Auger dans cette gamme d'énergie comme on le verra dans le chapitre suivant. Pour être certain de la détection d'un quelconque flux de neutrinos, il faut en premier lieu maîtriser parfaitement l'outil avec lequel on pense aboutir à cette mesure, c'est-à-dire pour ce qui nous concerne ici, les gerbes horizontales. Il est ainsi logique d'aborder les gerbes inclinées en étudiant des primaires tels que des protons et des noyaux lourds.

4.1 Introduction

4.1.1 Composantes muonique et électromagnétique des gerbes horizontales.

En même temps que l'angle zénithal d'un rayon cosmique sensible à l'interaction forte (ou électromagnétique dans le cas d'un photon) varie de 0° à 90° , l'épaisseur d'atmosphère que la gerbe engendrée doit traverser croît de 1000 à 36000 g.cm^{-2} (figure 4.1). En dessous d'environ 60° , au niveau du sol, la cascade de particules engendrées dans l'atmosphère contient deux composantes : l'une essentiellement muonique ; l'autre électromagnétique, alimentée par la production de pions neutres et leur désintégration. Au sol, la composante électromagnétique se manifeste par un large étalement temporel de l'arrivée des particules (des photons et des électrons subissant de nombreuses diffusions). A partir de 60° , la distribution latérale du flux de particules observable au niveau du sol change de visage parce que toutes les particules issues des désintégrations des pions neutres ont été absorbées par l'atmosphère.

Ainsi, sous incidence rasante et au niveau du sol, seule la composante muonique subsiste parce que les muons les plus énergétiques n'ont pas eu le temps de se désintégrer. Ces

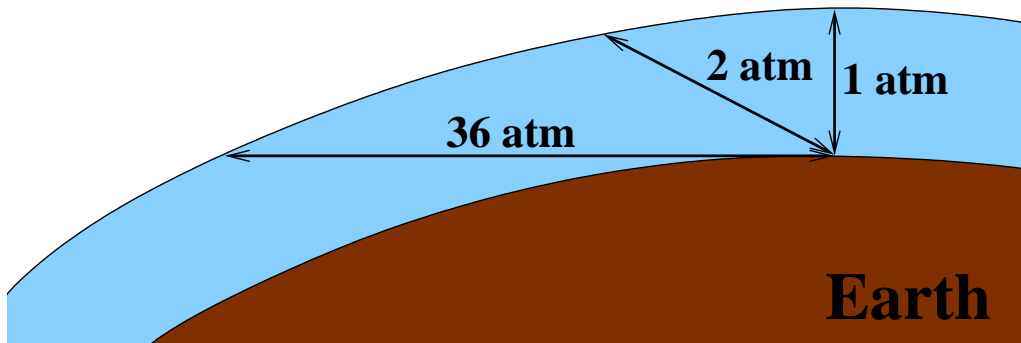


FIG. 4.1 – Profondeur d’atmosphère traversée pour des angles zénithaux de 0° , 60° et 90° .

muons sont produits à la fin de la cascade hadronique de la gerbe, lorsque l’énergie des mésons chargés est telle que leur longueur de désintégration $\beta\gamma c\tau$ devient du même ordre de grandeur que leur longueur d’interaction (inversement proportionnelle à la densité). Une longueur d’interaction typique pour ces mésons chargés de 50 g.cm^{-2} correspond à une épaisseur de quelques kilomètres dans des régions de l’atmosphère peu denses, et à un facteur γ de l’ordre de 1000, de sorte que les désintégrations deviennent statistiquement importantes. L’énergie typique des muons est alors de quelques dizaines de GeV. Ces muons sont produits vers l’avant lors des désintégrations des mésons chargés, et sont d’autant plus collimés que leur énergie est grande. Ainsi, la distribution de la divergence angulaire de ce faisceau est inversement proportionnelle à leur énergie. Notons que plus les désintégrations des pions chargés ont lieu dans la haute atmosphère, c’est-à-dire plus l’angle zénithal est élevé, plus l’énergie moyenne des muons au sol est élevée, simplement parce que dans des régions peu denses, les pions ont eu le temps de se désintégrer avant d’interagir.

Au niveau du sol, ce faisceau de muons définit un front de gerbe quasi-parfait (figure 4.2) avec un faible étalement temporel, accompagné d’un halo électromagnétique causé par Bremsstrahlung, création de paires, interactions nucléaires, et surtout par la désintégration de certains muons. Ce halo, qui ne représente qu’environ 15% du signal dès lors que l’on s’écarte suffisamment du cœur de la gerbe (typiquement quelques dizaines de mètres) est continûment généré, et ne dégrade pas la finesse du front de gerbe.

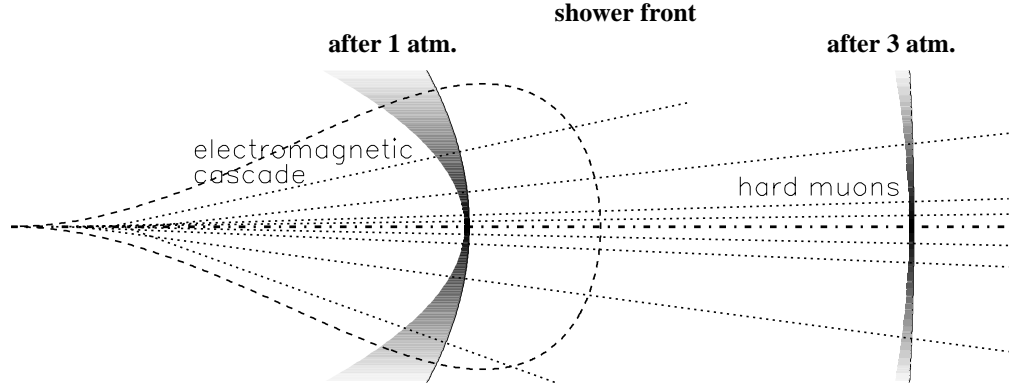


FIG. 4.2 – Développement d’une gerbe atmosphérique sous différentes profondeurs. La composante électromagnétique est absorbée après 2 atm., tandis que la composante muonique persiste.

4.1.2 Plan du chapitre.

La reconstruction de la direction d’arrivée d’une gerbe ne pose pas plus de difficultés à grand angle que sous incidence verticale, sauf dans les cas très rasants près de 90° . A partir d’un angle zénithal θ et d’un angle azimutal ϕ , le problème que nous nous proposons de résoudre est donc de remonter à l’énergie de la gerbe. Cette reconstruction de l’énergie est étroitement liée au point d’impact de la gerbe sur le sol.

Les seules informations dont nous disposons sont les signaux intégrés déposés dans chaque cuve. L’idée principale est d’ajuster le mieux possible la carte expérimentale fournie par les détecteurs sur une carte théorique calculée pour une gerbe possédant la même direction, par une méthode de maximum de vraisemblance. Afin d’interpréter les signaux expérimentaux en nombre moyen de muons, il faut en premier lieu connaître la réponse d’un détecteur à un muon, puis à deux muons, etc. Cette réponse du détecteur est l’objet du paragraphe 3. Ensuite, il faut être capable d’établir la relation qui lie le signal observé en un point donné par rapport au signal attendu pour un primaire (arrivant sous la même incidence que celle observée) d’énergie donnée et dont le cœur touche le sol en un endroit donné. Cette relation est la probabilité qu’une cuve détecte le signal observé pour certaines conditions théoriques. La variation des conditions théoriques sur l’ensemble des stations permet de reconstruire les conditions les plus vraisemblables pour chaque événement. On trouvera tous les détails de cette vraisemblance dans le paragraphe 4 ainsi que les résultats obtenus pour les événements de l’année 2002. Mais avant tout, le paragraphe 2 donne les

ingrédients théoriques nécessaires à la modélisation des gerbes sous incidence rasante.

4.2 Effets géomagnétiques.

4.2.1 Générateurs d'événements.

L'énergie mise en jeu lors des interactions des primaires dans l'atmosphère permet d'atteindre plusieurs centaines de TeV dans le centre de masse, soit une énergie près de deux ordres de grandeur au-delà des valeurs accessibles dans les accélérateurs, conduisant à des modélisations des interactions fortes en terre inconnue. La production d'états finaux à plusieurs particules de faible moment transverse est une caractéristique dominante des collisions hadroniques à haute énergie. Les modèles qui génèrent ces interactions utilisent des approches phénoménologiques et des extrapolations des données disponibles de la physique à petit x en adoptant deux grandes stratégies. L'une d'elle (QGSJet) considère que les interactions doivent être décrites par l'échange de modes collectifs (essentiellement des *pomérons* à haute énergie) plutôt que par un seul messenger. Les diffusions élastiques et la section efficace totale peuvent être calculées sur la base de l'échange de pomérons, tandis que les diffusions inélastiques introduisent des pomérons coupés, modélisés par des cordes. L'autre grande stratégie, moins théorique, mise à profit dans SIBYLL, consiste à évaluer la probabilité d'obtenir N jets en considérant que le nombre d'interactions fortes augmente avec \sqrt{s} . La distribution de l'énergie des jets est ajustée aux données dans la gamme des énergies disponibles, et est ensuite simplement extrapolée sans aucun ajustement supplémentaire. Cette dernière approche conduit en général à un plus grand nombre de jets, ce qui se traduit dans le développement atmosphérique par un plus grand nombre de muons.

Le nombre de muons dépend aussi du primaire, selon qu'il s'agit d'un proton ou d'un noyau lourd. Les cartes de muons au sol peuvent donc renseigner non seulement sur le modèle, mais aussi sur le primaire. Dans ce qui suit, il convient donc de simuler des gerbes avec deux sortes de primaires (proton/noyau de fer) et les deux modèles.

4.2.2 Simulation des gerbes.

La projection du front de gerbe sur le sol se révèle être une tâche beaucoup plus compliquée que celle produite par des gerbes verticales. En particulier, la symétrie cylindrique autour du cœur de la gerbe dans le plan transverse qui permet une déduction de l'énergie du primaire est ici complètement perdue du fait des déviations géomagnétiques qui dépendent de θ et ϕ . Il convient donc d'adopter une nouvelle paramétrisation de la densité de particules au sol, sous chaque incidence zénithale et azimutale en fonction de l'énergie. Les interactions dans la haute atmosphère qui permettent le développement de la cascade hadronique sont simulées en utilisant le logiciel AIRES, et en prenant les deux modèles d'interactions hadroniques (QGSJet et SIBYLL). Si les modèles peuvent différer dans leur prédiction de la densité de muons au sol, ils sont en revanche insensibles au champ géomagnétique car les interactions qu'ils simulent se produisent sur des courtes distances.

Profitant de cette propriété, et afin de gagner considérablement en temps de calcul, l'option de ne générer que la cascade hadronique pour une seule valeur de l'angle azimutal ϕ pour chaque primaire (proton ou noyau de fer) et pour des ensembles régulièrement échantillonnés de l'angle zénithal θ et de l'énergie E a été choisie. A la fin de chaque cascade hadronique, la position, le poids statistique, l'énergie et la direction de chaque muon sont enregistrés pour servir de fichier source lors de l'étape suivante, tandis que les photons et électrons/positrons de moins de 100 et 200 MeV respectivement sont écartés car ils n'ont plus aucune chance de produire au cours de leurs propagations des particules assez énergétiques capables d'atteindre le sol.

Ensuite, il faut traiter proprement la propagation des muons dans un modèle réaliste de l'atmosphère local au site Sud de l'observatoire Auger. Cette paramétrisation de l'atmosphère est extraite du modèle de Linsley présent dans AIRES [58]. Afin de lisser les densités de muons au sol, on peut profiter de la symétrie cylindrique autour de la gerbe *au début de son développement* pour réinjecter un nombre de muons proportionnel à leur poids statistique simplement en affectant à chacune de ces particules supplémentaires un angle aléatoire autour de l'axe de la gerbe. Tous les muons sont alors propagés de leur point de production jusqu'au sol par une méthode pas à pas. Lors de chaque pas, un muon de charge $+e$ subit une déviation δ qu'il est facile d'exprimer en fonction du rayon de Larmor R_L pourvu que le pas Δs effectué soit suffisamment petit par rapport à R_L :

$$\begin{aligned}\delta &\simeq R_L \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta s}{R_L} \right)^2} \right) \\ &\simeq \frac{\Delta s^2}{2R_L}\end{aligned}$$

Chaque probabilité de désintégration est testée lors de chaque pas, et la propagation est stoppée selon le résultat de ce test. Les diffusions multiples sont prises en compte en même temps que les pertes d'énergie du lepton dans l'atmosphère. Seul un terme déterministe est inclus, c'est-à-dire que seules les pertes d'énergie continues sont considérées selon une loi dE/dx telle que :

$$\frac{dE}{dx} = 2.3 + 0.3 \log_{10} p \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm})^2$$

où p est le moment du muon exprimé en GeV.

La densité de particules en fonction de la distance r à l'axe et de l'angle ψ par rapport à la direction de propagation dans le plan transverse permet de connaître le signal théorique que laisse une gerbe au sol. Pour ce faire, ce plan est découpé circulairement en 60 intervalles en ψ (de 0 à 360°) et 40 intervalles en r . Ces derniers sont espacés uniformément en suivant une loi en \sqrt{r} entre 0 et $r_{max} = 5$ km. Ceci permet de sonder plus précisément le voisinage du cœur. En plus du signal attendu, la distribution angulaire des muons ainsi que l'énergie déposée sont tabulées. Cette opération est répétée pour des angles azimutaux ϕ de la gerbe entre 0 et 180° tous les 6°. Les autres valeurs de ϕ (entre 180 et 360°) sont obtenues par symétrie. Un exemple de tabulations est montré sur la figure 4.3 pour des

valeurs des paramètres $E = 100$ EeV, $\theta = 80^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. On remarque en bas à droite que la divergence angulaire des muons s'écarte de l'angle zénithal de la gerbe à grand r .

Les tabulations montrent que la dépendance en \sqrt{r} du nombre de muons N_μ est quasi-linéaire sur une échelle logarithmique. Les ondulations autour de ce comportement linéaire peuvent être paramétrisées par un développement polynomial. En pratique, stopper ce développement à l'ordre 4 est largement suffisant. La dépendance en ψ est périodique, elle peut donc être décrite en termes de modes de Fourier discrets. Ainsi, en introduisant la variable réduite $\rho = 2\sqrt{r/r_{max}} - 1$ variant entre -1 et 1 pour faciliter une projection sur des polynômes de Legendre, on peut formaliser ces observations en effectuant un développement en série de Fourier du logarithme de N_μ

$$\begin{aligned} \ln N_\mu(r, \psi) &= \sum_{j=0}^{j=6} A_j(\rho) \cos(j\psi) + \sum_{j=1}^{j=6} B_j(\rho) \sin(j\psi) \\ &= \sum_{k=0}^{k=4} \rho^k \left(\sum_{j=0}^{j=6} a_{kj} \cos(j\psi) + \sum_{j=1}^{j=6} b_{kj} \sin(j\psi) \right) \end{aligned}$$

La figure 4.4 montre le résultat de la paramétrisation en ψ dans le même cas que précédemment. La déviation par rapport à la symétrie circulaire engendrée par les lobes correspondant aux muons \pm est donnée par les coefficients $j = 2$. On voit aussi une asymétrie avant/arrière ($j = 1$ et $j = 3$).

L'évolution des coefficients A_2 et B_2 avec ϕ est montrée sur la figure 4.5. Cette évolution visiblement continue permet d'envisager un développement en série de Fourier des coefficients a_{kj} et b_{kj} . Les considérations de parité amènent à écrire :

$$\begin{aligned} a_{kj}(\phi) &= \sum_{l=0}^{l=6} \alpha_{lkj} \cos(l\phi) \\ b_{kj}(\phi) &= \sum_{l=1}^{l=6} \beta_{lkj} \sin(l\phi) \end{aligned}$$

La figure 4.6 montre la dépendance en ϕ de quelques coefficients a_{kj} et b_{kj} .

4.3 Réponses des détecteurs de surface à la composante muonique.

Ayant en main des cartes de densités de muons $\mu(E, x_c, y_c)$ pour un échantillon des paramètres E, θ, ϕ et une méthode d'interpolation de ces tables, le problème qui se pose maintenant est d'être capable d'interpréter un signal mesuré par un détecteur au sol en termes du signal déposé par un certain nombre de muons. Pour cerner ce problème, considérons qu'un muon laisse un signal proportionnel à la longueur qu'il traverse dans l'eau d'une cuve. Si la direction du muon se confond avec le zénith, une seule longueur est possible, correspondant à la hauteur de la cuve, et on s'attend dans ce cas à mesurer toujours le même

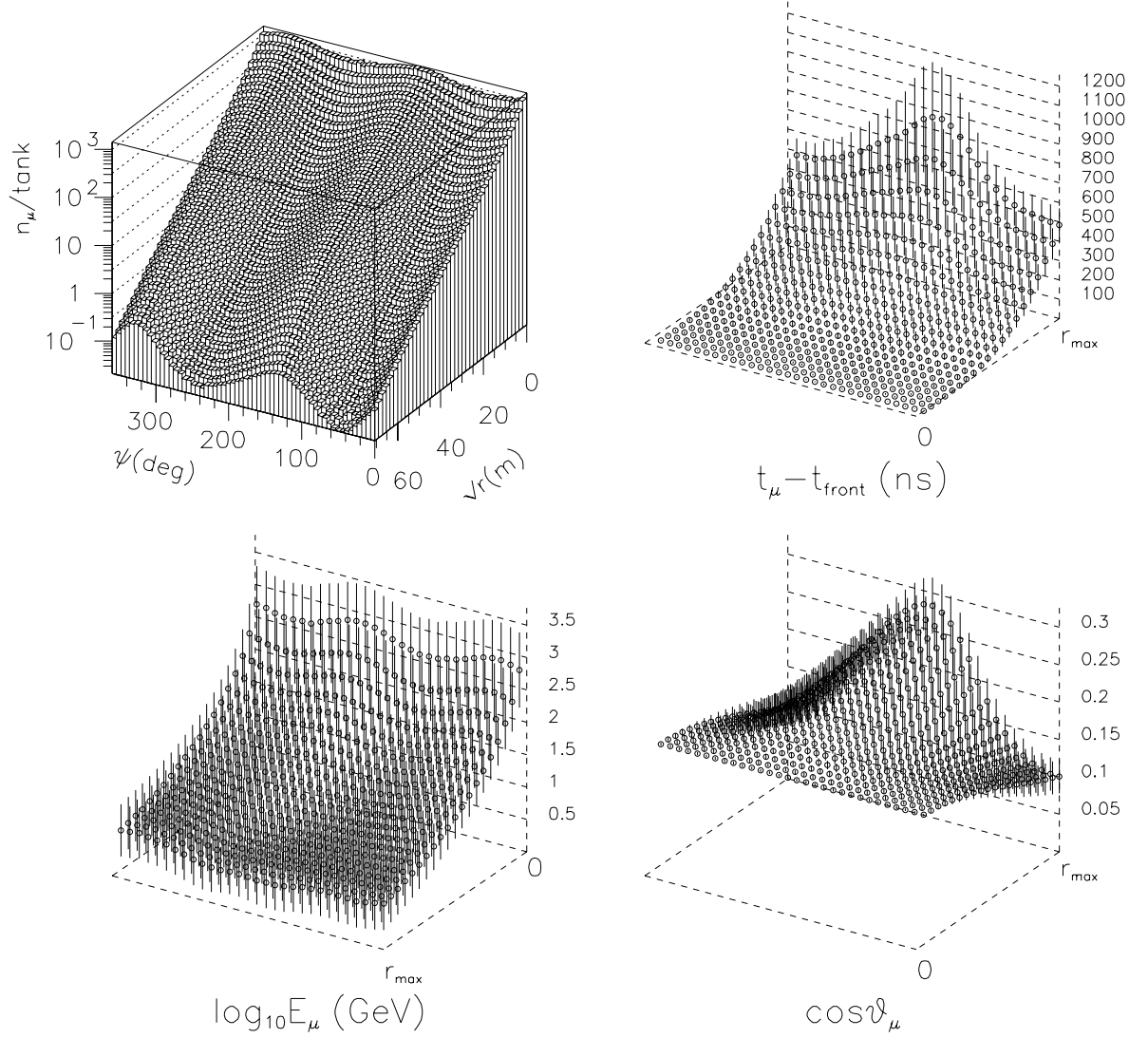


FIG. 4.3 – Tabulations d’une gerbe initiée par un proton de 100 EeV, $\theta = 80^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ en fonction de $\rho = \sqrt{r}$ et ψ . Les barres verticales indiquent les dispersions. En haut à gauche, nombre moyen de muons par cuve, en haut à droite, arrivée en temps des muons, en bas à gauche, dépôt d’énergie (en échelle logarithmique), en bas à droite, divergence angulaire.

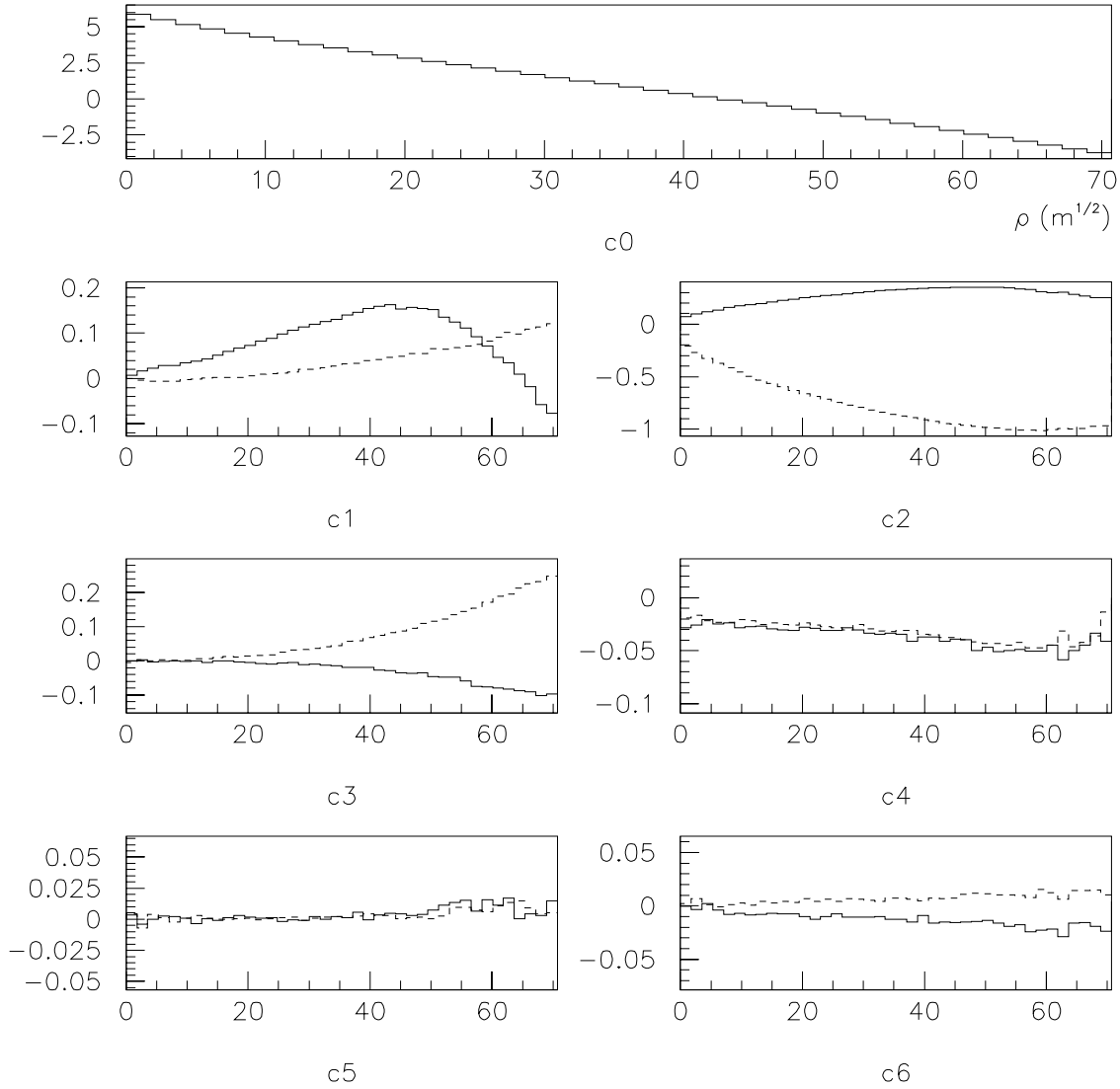


FIG. 4.4 – Coefficients de Fourier en ψ de $\ln N_\mu$ en fonction de $\rho = \sqrt{r}$, pour une gerbe initiée par un proton de 100 EeV, $\theta = 80^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. Sur les graphes cj , les lignes solides donnent les coefficients A_j de $\cos(j\psi)$, les pointillés les coefficients B_j de $\sin(j\psi)$.

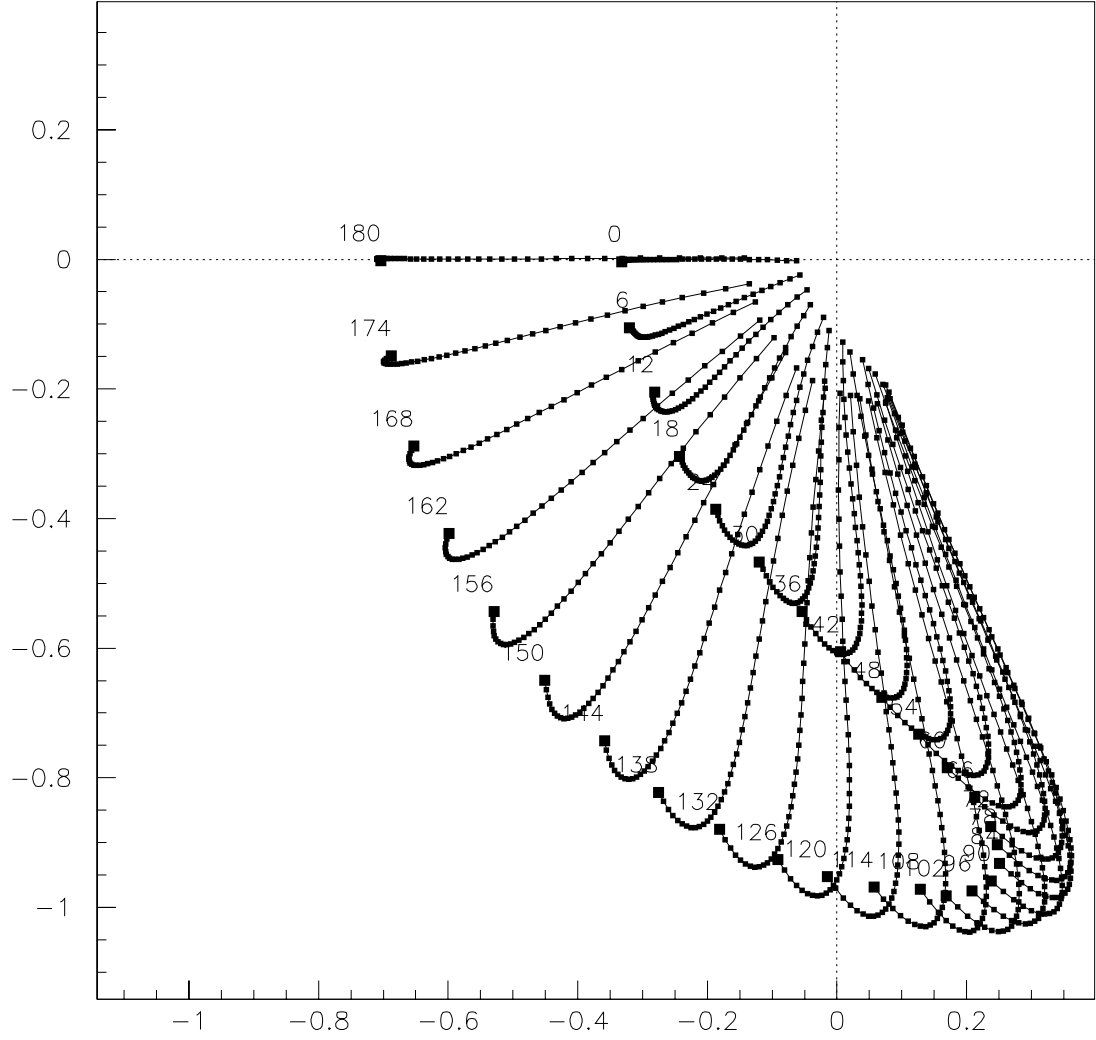


FIG. 4.5 – Evolution avec ϕ des termes $j=2$ (horizontal : A_2 , vertical : B_2) pour un proton de 100 EeV et sous $\theta = 82^\circ$. Chaque courbe correspond à une valeur de ϕ , et chaque point correspond à une valeur de $\rho = \sqrt{r}$.

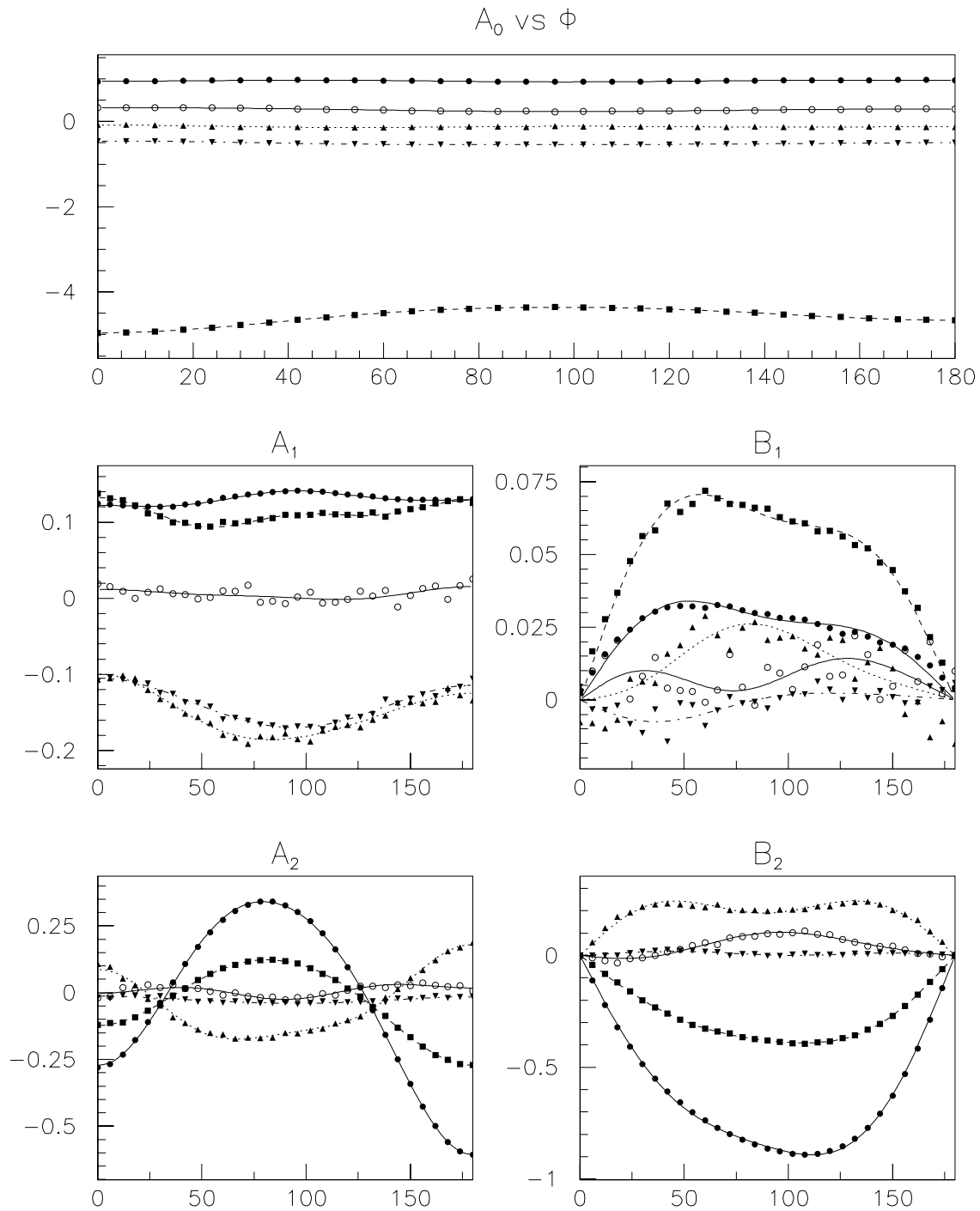


FIG. 4.6 – Dépendance en ϕ de quelques a_{kj} et b_{kj} pour $j = 0, 1$ et 2 . Les cercles noirs pleins, les carrés noirs, les triangles, les triangles renversés et les cercles vides correspondent respectivement à $k = 0, 1, 2, 3, 4$. Les lignes superposées sont les paramétrisations.

signal, soit 1 VEM (pour *Vertical Equivalent Muon*). Mais pour une direction zénithale comprise entre 70° et 88° , toutes les longueurs deviennent possibles, ainsi, on n'attend plus une seule valeur possible, mais une distribution de signal reliée à la géométrie du détecteur et à l'angle zénithal θ . Cette distribution du signal dépend de l'angle zénithal, et il est donc indispensable de connaître cette dépendance pour estimer la probabilité d'obtenir un certain signal $\mathcal{S}_1(\theta)$. Cette dépendance a été tabulée tous les 2° entre 70° et 90° en utilisant le programme de simulation du détecteur Auger SDSIM [59], pour des muons de 10 GeV, qui est une énergie typique. L'augmentation de l'énergie moyenne des muons en fonction de l'angle zénithal amenant à un dépôt d'énergie légèrement plus grand dans les cuves est donc négligé dans cette étude.

Les résultats sont montrés sur la figure 4.7. Les queues des distributions obtenues sont dues à l'illumination directe des PMTs. Une fois normalisée, la distribution obtenue pour un muon $\mathcal{S}_1(\theta, S_{VEM})$ donne la probabilité qu'un muon pénétrant sous l'angle θ dépose un signal S_{VEM} . Les distributions $\mathcal{S}_k(\theta)$ pour k muons sont dérivées de celle-ci par auto-convolution :

$$\mathcal{S}_k(\theta) = (\mathcal{S}_1(\theta))^{*k} \text{ (produit de convolution)}$$

Pour $\theta < 82^\circ$, une approximation gaussienne pour les $\mathcal{S}_k(\theta)$ devient de très bonne qualité dès $k = 5$, tandis qu'il faut attendre $k = 7, 8$ pour les angles supérieurs (voir figure 4.8).

La prise en compte de la saturation d'un détecteur se fait en intégrant les distributions à partir de la valeur de saturation, de même que la prise en compte de la valeur du seuil en intégrant les distributions de 0 à la valeur du seuil. Ainsi, la normalisation de ces distributions se définit comme :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \mathcal{S}_k(\theta, S_{VEM}) dS_{VEM} &= 1 \\ \mathcal{P}_{silence} = \text{Prob}(S_{VEM} < \text{seuil}) &= \int_0^{\text{seuil}} \mathcal{S}_k(\theta, S_{VEM}) dS_{VEM} \\ \mathcal{P}_{saturee} = \text{Prob}(S_{VEM} > \text{saturation}) &= \int_{\text{saturation}}^\infty \mathcal{S}_k(\theta, S_{VEM}) dS_{VEM} \end{aligned}$$

4.4 Procédure de reconstruction des gerbes.

4.4.1 Procédure - Fonction de vraisemblance.

Les directions zénithale et azimutale sont déterminées dans un premier temps de la même manière que pour n'importe quelle incidence plus verticale, en utilisant exclusivement les informations temporelles des déclenchements des seuils des stations locales. Il est à noter qu'on obtient des précisions sur les angles θ_0 et ϕ_0 meilleures pour ces gerbes rasantes et vieilles que pour les gerbes moins inclinées parce que l'accord entre le front de ces gerbes et un front plan est d'autant plus précis[60]. La précision qui pourrait être atteinte devrait donc être meilleure que le degré. La procédure de reconstruction qui suit

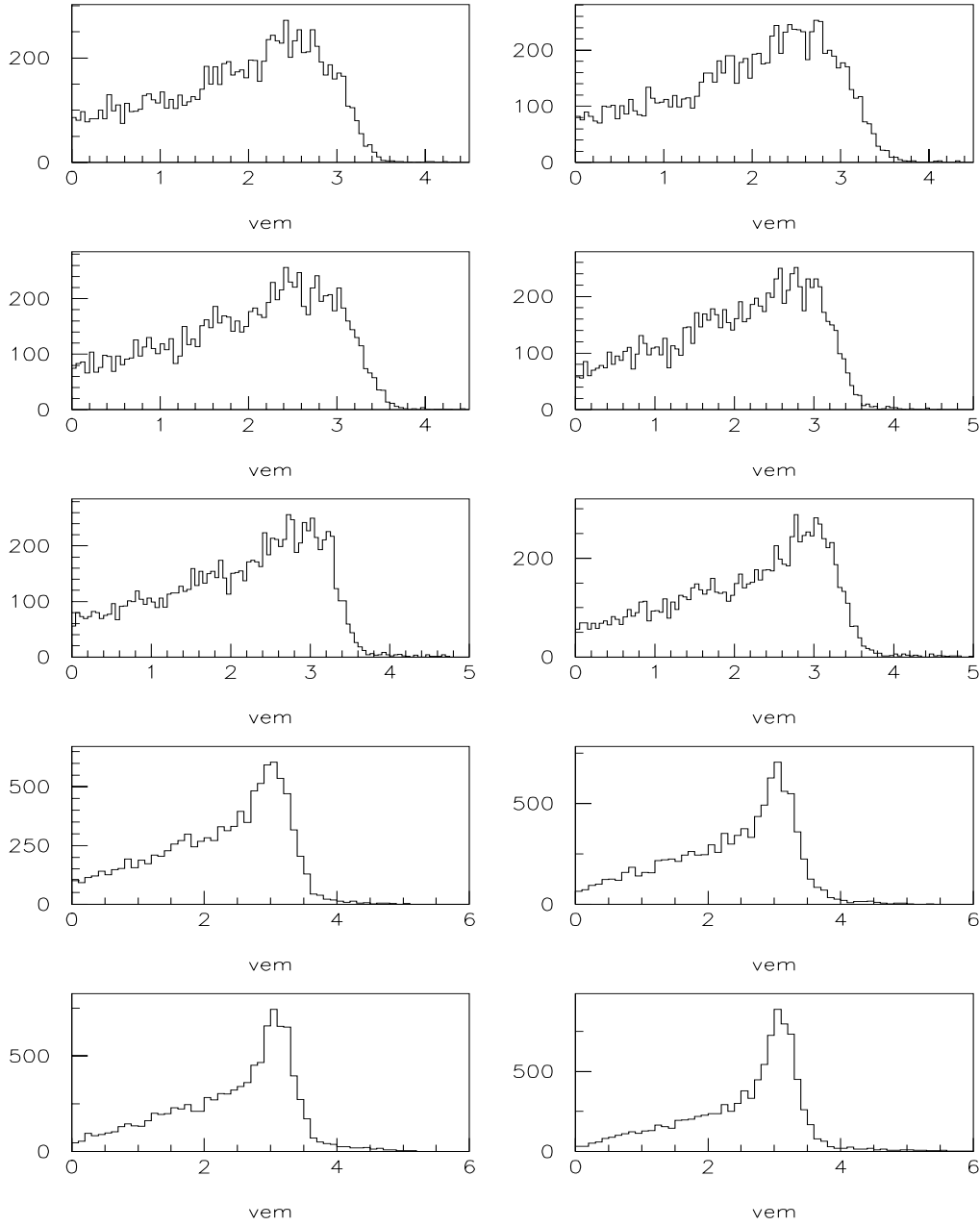


FIG. 4.7 – Evolution de la distribution du signal d'un muon avec l'angle zénithal, prenant ici des valeurs de 70° à 88° par pas successifs de 2° .

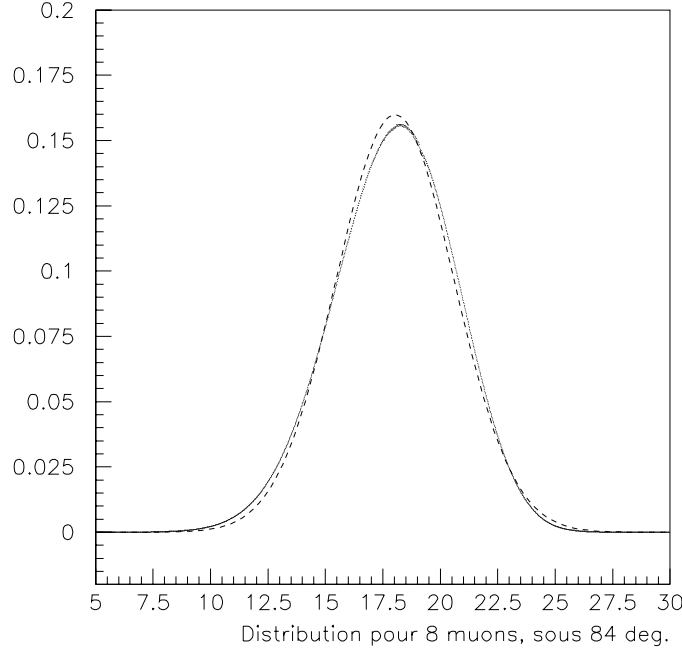


FIG. 4.8 – Distribution de 8 muons sous 84°. La courbe pointillée montre l'écart à la gaussienne

s'attache par conséquent plus spécifiquement à remonter à l'énergie du primaire.

Ayant admis que la valeur du signal mesurée par un détecteur au sol est une variable aléatoire qui suit une loi définie par les fonctions $\mathcal{S}_k(\theta, S_{VEM})$, la probabilité \mathcal{P}_{st} d'observer un signal S_{VEM} dans un détecteur pour une moyenne de muons prédite $\mu(E, x_c, y_c)$ est donnée par :

$$\mathcal{P}_{st}(S_{VEM}, E, x_c, y_c) dS_{VEM} = \int d\theta \sum_{k>0} p_k(\mu(E, x_c, y_c)) \times \mathcal{S}_k(\theta, S_{VEM}) \rho_{\theta_0}(\theta - \theta_0) dS_{VEM}$$

où $p_k(\mu(E, x_c, y_c))$ n'est rien d'autre que la probabilité de Poisson d'observer k événements pour une moyenne $\mu(E, x_c, y_c)$. A partir des simulations, il apparaît que cette moyenne évolue presque linéairement avec l'énergie :

$$\mu(E, x_c, y_c) = \mu(E_0, x_c, y_c) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{0.95}$$

$\rho_{\theta_0}(\theta - \theta_0)$ est la distribution normalisée des directions d'arrivée des muons centrée sur θ_0 et d'autant plus piquée autour de cette valeur au niveau du sol que l'angle zénithal

du primaire est élevé. La fonction de vraisemblance qu'il faut maximiser $\mathcal{L}(E, x_c, y_c)$ est simplement le produit sur toutes les valeurs des signaux mesurés S_{VEM}^{exp} de ces probabilités :

$$\mathcal{L}(E, x_c, y_c) = \prod_{\text{toutes les stations}} \mathcal{P}_{st}(s_{VEM} = s_{VEM}^{exp}; E, x_c, y_c)$$

Remarquons que la prise en compte de stations silencieuses dans des régions de densité théorique non nulle est automatique dans cette fonction. Ces stations silencieuses doivent agir comme des répulseurs, c'est-à-dire qu'elles doivent avoir tendance à repousser le cœur en dehors de leur zone pour justifier qu'elles n'aient rien observé. En un certain sens, la détermination de l'énergie de ces événements rasants repose donc sur le meilleur ajustement d'une carte de muons théorique par rapport à la carte des signaux expérimentaux. Cet ajustement s'effectue en déplaçant le cœur de la gerbe au sol et en cherchant pour chacune de ces positions la configuration en énergie qui se rapproche le plus des signaux observés. Cette recherche d'extrema, hautement non linéaire, a été implémenté en minimisant $-\log(\mathcal{L})$ à l'aide de la librairie MINUIT. Cette reconstruction est implémentée dans *l'Event Display* de l'expérience Auger.

4.4.2 Application - Exemples d'événements du prototype.

Comme nous le verrons dans le dernier chapitre entièrement consacré à l'analyse des données du prototype de l'expérience Auger, la superficie et la géométrie du réseau de surface actuel ne favorisent pas l'observation de gerbes avec un cœur bien contenu à l'intérieur de ce réseau. Bien au contraire, la plupart des événements touchent des détecteurs situés sur les bords, ce qui implique une grande incertitude sur la position du cœur. A grand angle zénithal, cet effet ne va qu'en s'amplifiant. Ainsi, l'augmentation de la surface effective du détecteur sous incidence rasante du simple fait de la projection de la gerbe sur le sol n'aide pas à gonfler significativement la statistique, puisque la plupart des cœurs tombent en dehors du réseau. Cette indétermination sur la position du cœur entraîne nécessairement une grande indétermination sur l'estimation de l'énergie des gerbes. L'application de la méthode de reconstruction exposée dans le paragraphe précédent sur des événements réels est donc à l'heure actuelle frustrante, puisque la plupart des résultats possèdent de grandes incertitudes, et beaucoup d'événements doivent même être écartés parce que la carte expérimentale est souvent trop incomplète. La distribution d'énergie que nous donnons à la fin de ce paragraphe n'a donc pas d'application directe pour participer à l'estimation d'un spectre.

4.4.2.1 Implémentation de la procédure.

Le traitement en vue d'appliquer la procédure de reconstruction de l'énergie implémentée dans les logiciels « en ligne » du CDAS aussi bien que dans le programme d'analyse « hors ligne » est organisé de la façon suivante :

- Les angles θ et ϕ de la gerbe sont reconstruits à partir des informations temporelles des stations locales (les détails de la méthodes sont donnés dans le dernier chapitre).

- A partir des angles reconstruits, les cartes de densité théorique correspondantes sont déduites des paramétrisations dont les directions du primaire encadrent le mieux ces valeurs. Une interpolation linéaire en θ est ensuite effectuée sur les paramétrisations théoriques et sur les distributions des signaux de chaque cuve pour coller le plus possible aux angles reconstruits. Notons que la divergence angulaire des muons à grande distance du cœur est négligée dans cette étude, c'est-à-dire que les signaux ne sont interpolés que pour un seul angle, l'angle zénithal de la gerbe.
- Une première itération pour estimer une énergie est effectuée en fixant la position du cœur au barycentre des signaux. Cet ajustement à une dimension converge rapidement.
- Une deuxième itération pour estimer cette fois l'écart de la position du cœur par rapport au barycentre est effectuée en fixant l'énergie de la gerbe à la valeur trouvée précédemment.
- Une dernière itération est effectuée en laissant libres les trois paramètres à ajuster, et en prenant pour valeurs de départ celles trouvées lors des précédentes itérations pour chacun de ces paramètres.

Pour rendre crédible la reconstruction, il reste à exiger des valeurs raisonnables des incertitudes, une position du cœur contenue à l'intérieur du réseau et une configuration géométrique relativement compacte. Cette dernière requête reste cependant à préciser.

4.4.2.2 Exemples d'événements du réseau prototype.

Nous avons vu que pour reconstruire l'énergie d'une gerbe horizontale, il importe d'abord de pouvoir reconstruire les directions d'arrivée. La précision avec laquelle ces directions sont reconstruites pour l'échantillon des événements présentés dans ce paragraphe est montrée sur la figure 4.9. Cette précision est de l'ordre du degré.

Le 23 mai 2002, un événement sous une incidence de 82° a déclenché 20 stations locales traversant toute la hauteur du réseau, ce qui reste à ce jour le record du prototype. Les temps de déclenchement des signaux des 20 cuves s'accordent parfaitement avec un front de gerbe très peu courbé (rayon d'environ 115 km, voir figure 4.10), puisque les résidus de l'ajustement sont de 20 nanosecondes pour chaque station. L'étendue spatiale de cet événement illustre d'une manière saisissante les problèmes rencontrés pour déterminer l'énergie d'une gerbe horizontale quand la position de son cœur n'est pas contrainte géométriquement.

Le fait que le front de la gerbe s'étende le long d'une distance plus grande que la taille du réseau se traduit dans la fonction de vraisemblance par l'existence d'une longue cuvette dirigée le long de la projection longitudinale de la gerbe. Pour visualiser cette cuvette et sa profondeur, on peut calculer la configuration en énergie qui minimise la fonction de vraisemblance pour une position du cœur donnée. Ceci définit deux fonctions de deux variables : l'énergie minimale en fonction du cœur $\mathcal{E}_0(x_c, y_c)$ et la fonction de vraisemblance correspondant à cette configuration en énergie $\mathcal{L}(x_c, y_c; E = \mathcal{E}_0(x_c, y_c))$. Les résultats qui

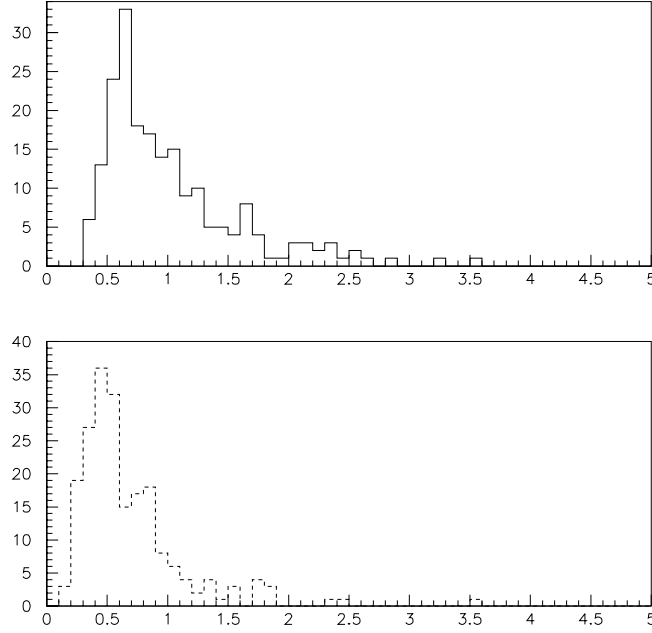


FIG. 4.9 – Précision en degrés de la reconstruction des angles θ (en haut) et ϕ (en bas).

suivent ont été obtenus en supposant que le primaire de cette gerbe était un proton, et sans tenir compte des stations silencieuses. La vraisemblance possède en fait deux cuvettes principales, l'une au sud du réseau, et l'autre au nord, qui est un minimum absolu. Le haut de la figure 4.11 montre que celle du sud est nettement moins profonde que celle du nord : les contours représentés de cette fonction sont en traits noirs et correspondent aux valeurs 0.5, 10, 20, 30 et 40 au-dessus du minimum absolu situé à l'intersection des lignes pointillées. Ceci montre que l'ajustement favorise un impact sur le sol au nord. En fait, des trous moins étendus, mais plus profonds que la cuvette du sud, existent 7 km au sud du minimum absolu, c'est-à-dire à l'intérieur du réseau (à l'intersection des lignes hachées). Les contours en couleur sont ceux de l'énergie minimisant la fonction de vraisemblance. Le contour qui passe par le minimum absolu correspond à une valeur d'environ 200 EeV, tandis que ceux moins étendus situés sur le réseau correspondent à environ 50 EeV. Ceci s'accorde bien avec l'idée intuitive que l'on se fait d'un ajustement d'énergie, qui stipule qu'une tâche au sol plus étendue demande une augmentation de l'énergie du primaire.

Les qualités des ajustements sont représentées sur les figures 4.12 et 4.13 pour le minimum absolu et pour un minimum dans le réseau. Les contours tracés du nombre attendu de muons correspondent aux densités au sol attendues pour les valeurs des trois paramètres de l'ajustement qui minimisent la fonction de vraisemblance. Précisément, ils

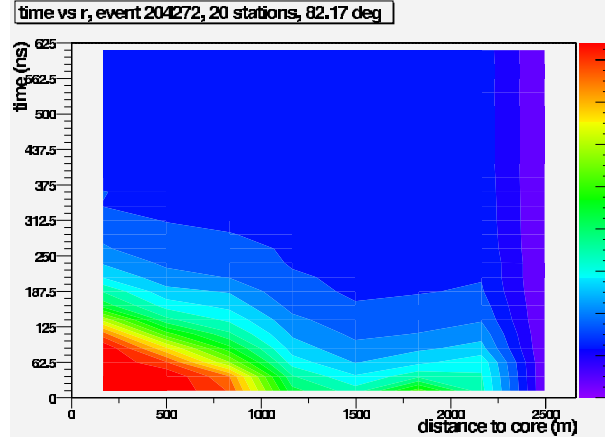


FIG. 4.10 – Intensité du signal en fonction de la distance au cœur et du temps de passage du front pour l'événement à 20 cuves du 23 mai. On voit clairement la platitude du front de gerbe, l'ajustement donnant un rayon de courbure de 115 km.

indiquent les contours à 1, 3, 5, 10, 20 et 40 muons. Les cercles sont centrés sur la position des détecteurs, ceux épais de couleur jaune sont proportionnels à l'intensité des signaux observés en tenant compte des incertitudes de mesure, ceux fins en trait noir sont les valeurs attendues locales. Au vu de ces figures, les deux ajustements semblent de qualité semblable. En prenant en compte les stations silencieuses ou en supposant un primaire plus lourd, l'énergie reconstruite chute un peu mais les résultats qualitatifs ne changent pas. Le modèle d'interaction utilisé pour ces résultats est QGSJet. En répétant l'analyse avec SIBYLL, les résultats qualitatifs sont encore identiques, comme le montre la figure 4.14 (en coordonnées transverses et longitudinales) obtenue par une analyse indépendante [62] des fonctions \mathcal{L} et \mathcal{E}_0 .

* * *

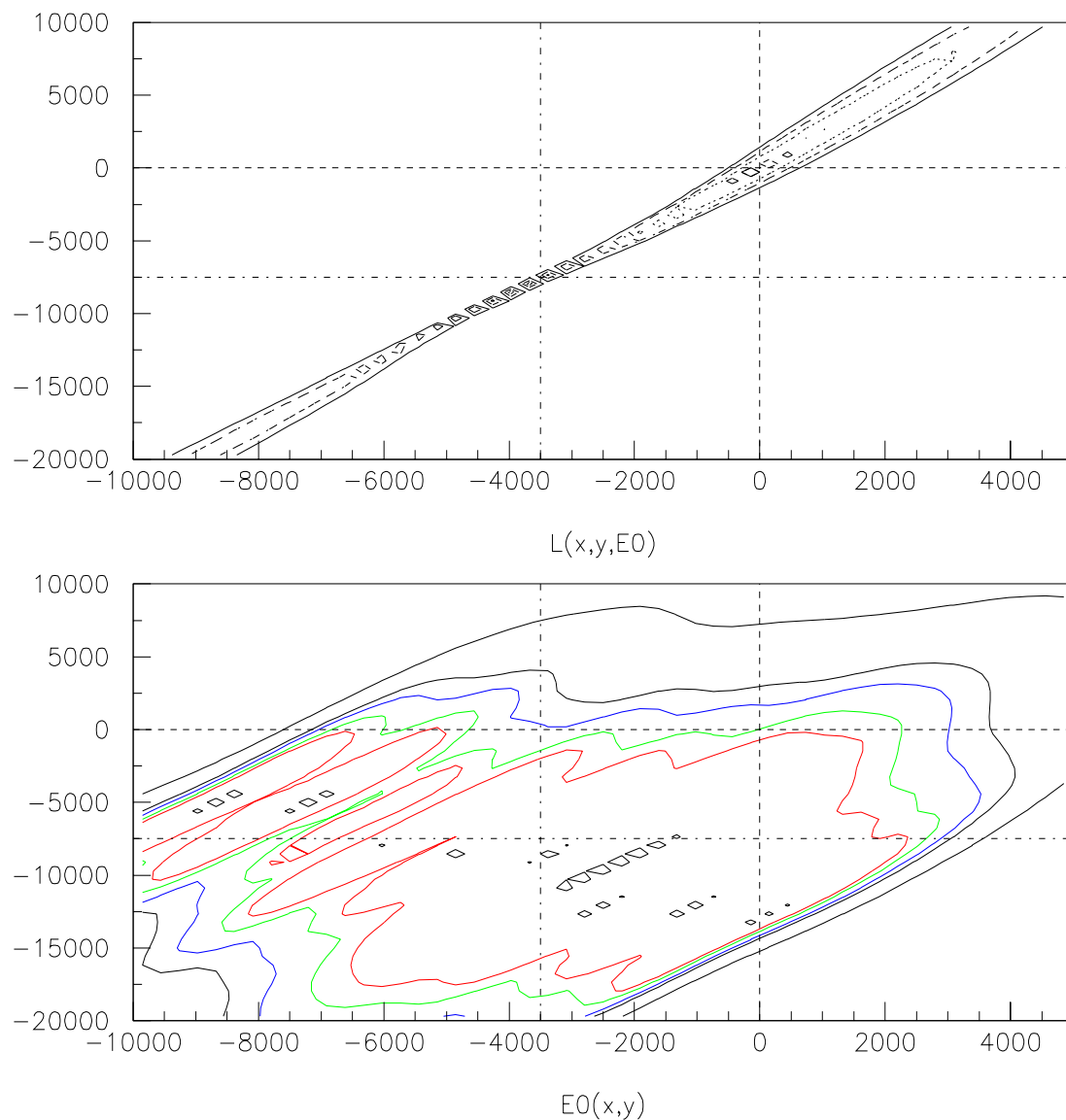


FIG. 4.11 – Contours des fonctions \mathcal{L} et \mathcal{E}_0 définies dans le texte. On distingue deux cuvettes à l'extérieur du réseau et quelques trous à l'intérieur pour \mathcal{L} (le réseau est situé à l'intersection des lignes hachées). Le contour en énergie pour la position du minimum absolu (figure du bas) est de 200 EeV, tandis que le contour correspondant à un minimum local à l'intérieur du réseau est de 50 EeV.

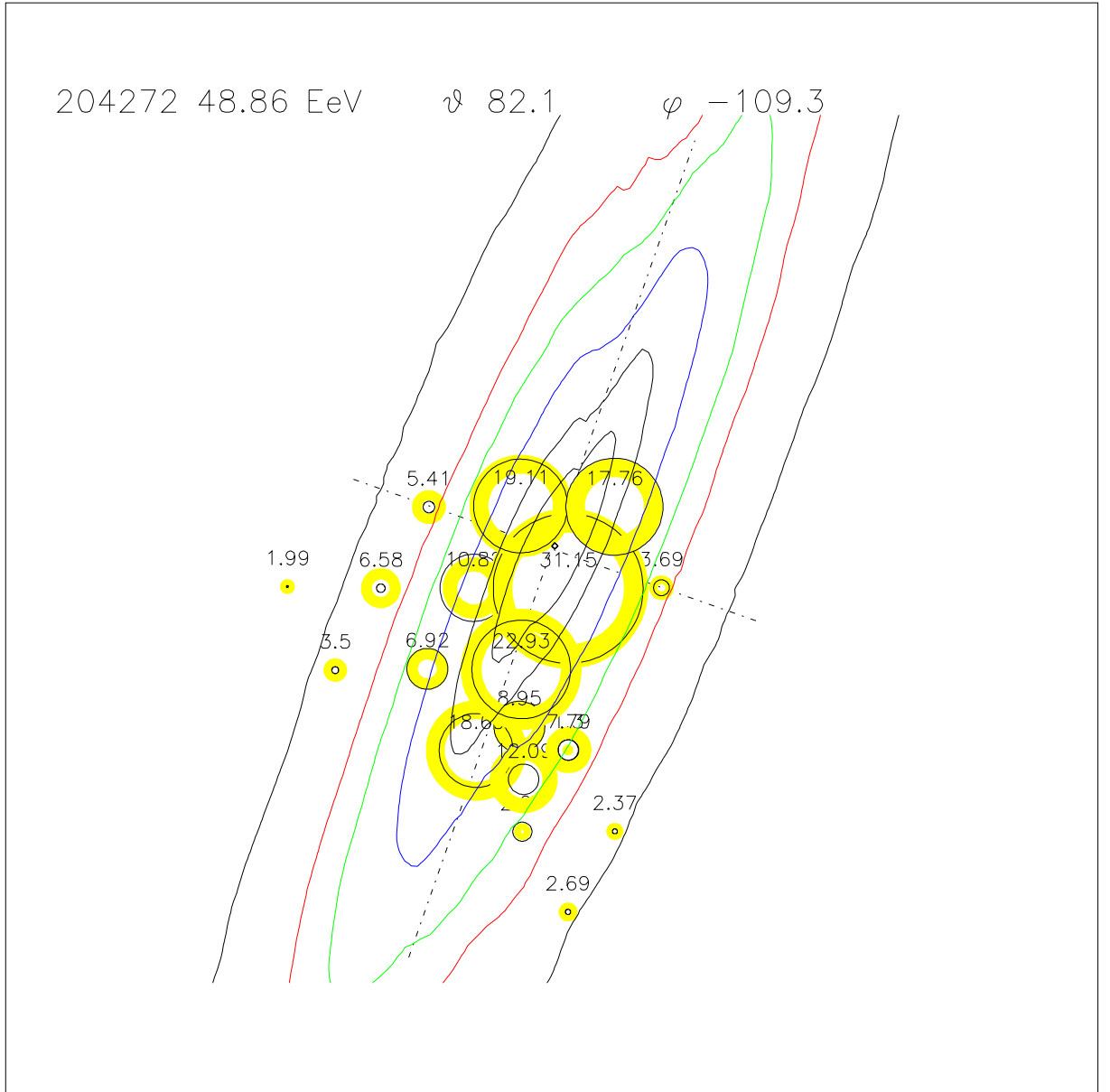


FIG. 4.12 – Résultats de l'ajustement en préférant situer le cœur de la gerbe à l'intérieur du réseau. Les cercles centrés sur la position des détecteurs ont un rayon proportionnel à l'intensité du signal, ceux de couleur sont les signaux mesurés (exprimés en nombre moyen de muons horizontaux et exprimés explicitement par les nombres écrits localement) et leur épaisseur indiquent les incertitudes de mesure, tandis que les cercles fins et noirs représentent le signal attendu pour un cœur situé à l'intersection des lignes pointillées. Les contours au sol indiquent des lignes de niveau à 1,3,5,10,20 et 40 muons attendus à 49 EeV.

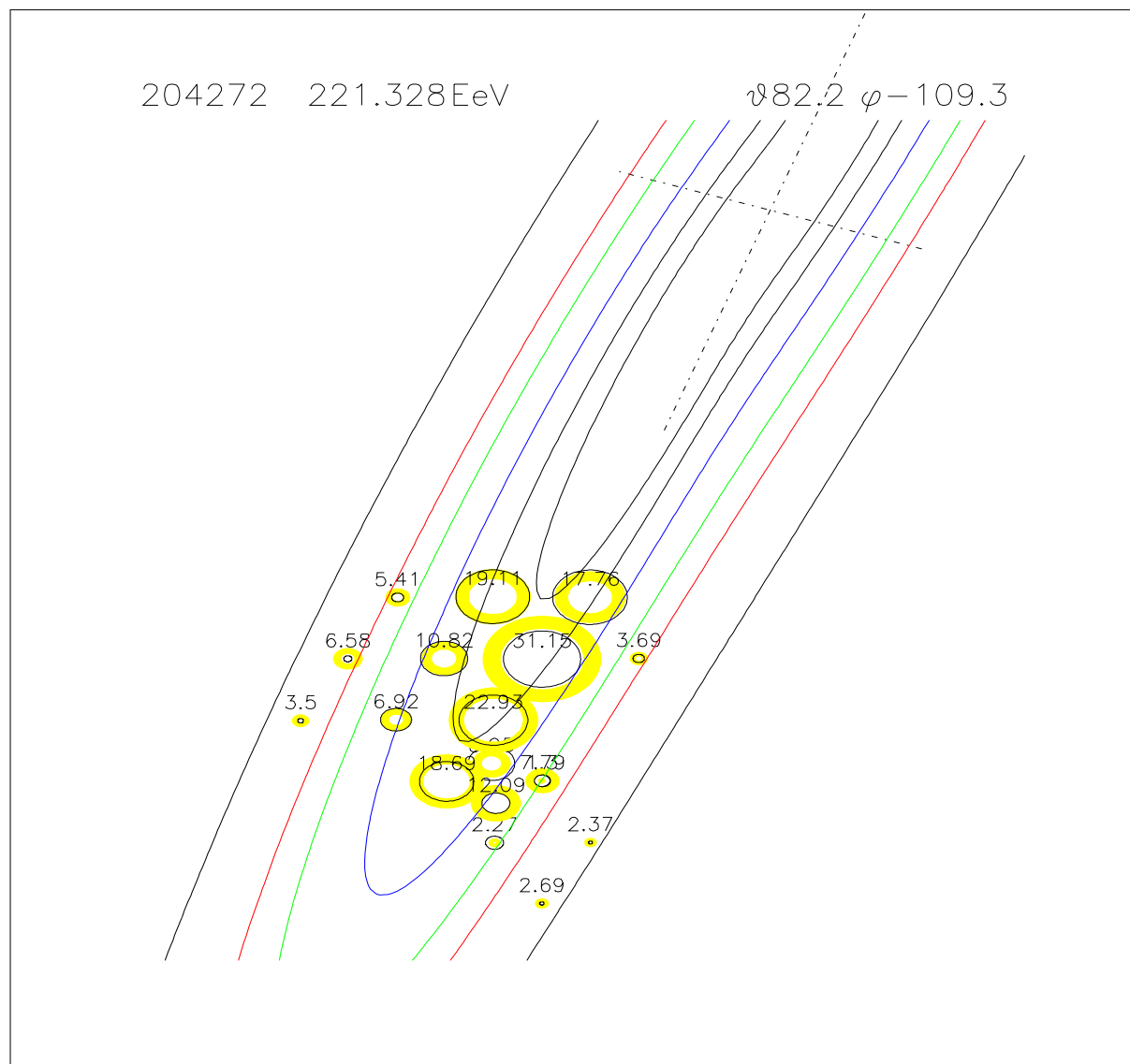


FIG. 4.13 – Même figure que la précédente en préférant cette fois situer le cœur de la gerbe à l'extérieur du réseau (les échelles sont légèrement dilatées).

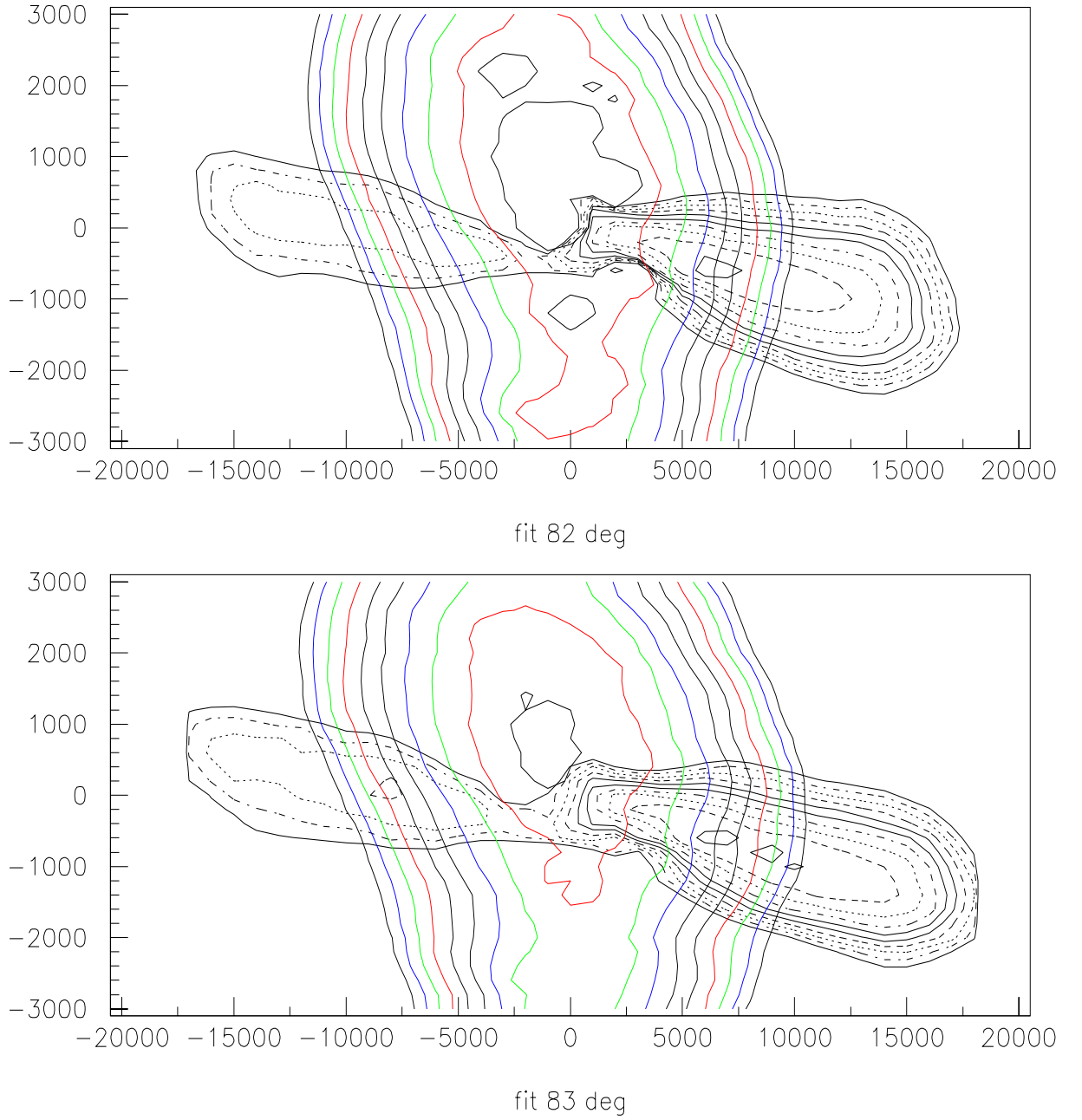


FIG. 4.14 – Superposition (en coordonnées transverses et longitudinales) des contours des fonctions \mathcal{L} et \mathcal{E}_0 en utilisant SIBYLL plutôt que QGSJet et une méthode d'analyse très proche (d'après [62]) pour deux angles zénithaux différents.

Contrairement à l'exemple précédent, l'événement 346783 du 6 novembre 2002 présente un profil tout à fait différent. Si son envergure est nettement moins impressionnante, il nous apporte des informations complémentaires sur les propriétés de l'ajustement du fait que la position de son cœur est cette fois bien contrainte, parce que le signal d'une cuve atteint une valeur d'environ 140 VEM, alors que les autres sont bien inférieurs (voir figure 4.15). La figure 4.16 représente la fonction de vraisemblance en fonction de la position du cœur pour la valeur de l'énergie qui minimise l'ajustement global. On retrouve là encore une cuvette, mais cette fois avec un trou bien prononcé près de la cuve dont le signal est presque cent fois plus intense que celui des autres stations concernées par cet événement. Cette cuve attire donc le cœur vers elle, tandis que le déplacement de ce cœur sur les emplacements des autres stations est très peu vraisemblable étant donné la faible intensité du signal qu'elles ont emmagasiné. Cela se reflète parfaitement dans les pics observés sur la figure, dont la position se confond exactement avec la localisation des cuves.

Nous nous trouvons donc en présence d'une procédure qui semble posséder toutes les bonnes qualités que l'on attend d'une manière intuitive. Elle est en revanche difficilement applicable en l'état actuel du réseau de surface, car rares sont les événements qui contraignent la position du cœur à partir de conditions de compacité. Les incertitudes sont donc assez grandes pour l'ensemble des événements de l'année 2002. La distribution en énergie de cet ensemble d'événements est représentée sur la figure 4.17 pour des protons primaires en tenant compte des stations silencieuses. Les seules coupures effectuées concernent les résidus de l'ajustement reconstruisant les directions (nous verrons en détails en quoi consiste exactement cette coupure dans le chapitre 5) et une condition de compacité faible requérant simplement que le cœur reconstruit soit situé à l'intérieur du rectangle contenant les cuves d'un événement. Il est à noter que les candidats au-delà de 10^{19} eV possèdent la plus grande incertitude comme le montre la figure suivante. Une légère tendance augmentant le nombre de stations déclenchées avec l'angle zénithal se dégage sur la figure 4.19. La légère corrélation entre le nombre de stations déclenchées et l'angle zénithal se reflète aussi dans une légère augmentation de la distribution de l'énergie.

Enfin, la figure 4.20 compare les distributions d'énergie entre proton et fer et entre prise en compte ou non des stations silencieuses. Les stations silencieuses agissent toujours comme des répulseurs pour les deux primaires, et tendent à stabiliser les ajustements. Les énergies reconstruites pour les protons sont toujours légèrement supérieures à celles reconstruites avec des noyaux de fer.

4.4.3 Comparaison avec des études précédentes.

L'étude de gerbes horizontales dans cette gamme d'énergie n'a été réalisée que tardivement dans l'expérience Haverah Park, constituée d'un réseau réduit de cuves Cerenkov[63]. Pour ce qui concerne la reconstruction de l'énergie, l'approche était basée sur l'ajustement d'une carte théorique de muons par rapport à la carte expérimentale pour chaque événement. Notons que le signal fourni par chaque détecteur était directement converti en nombre de muons ; formellement, cela correspond à prendre pour fonction $\mathcal{S}_k(\theta)$ un pic

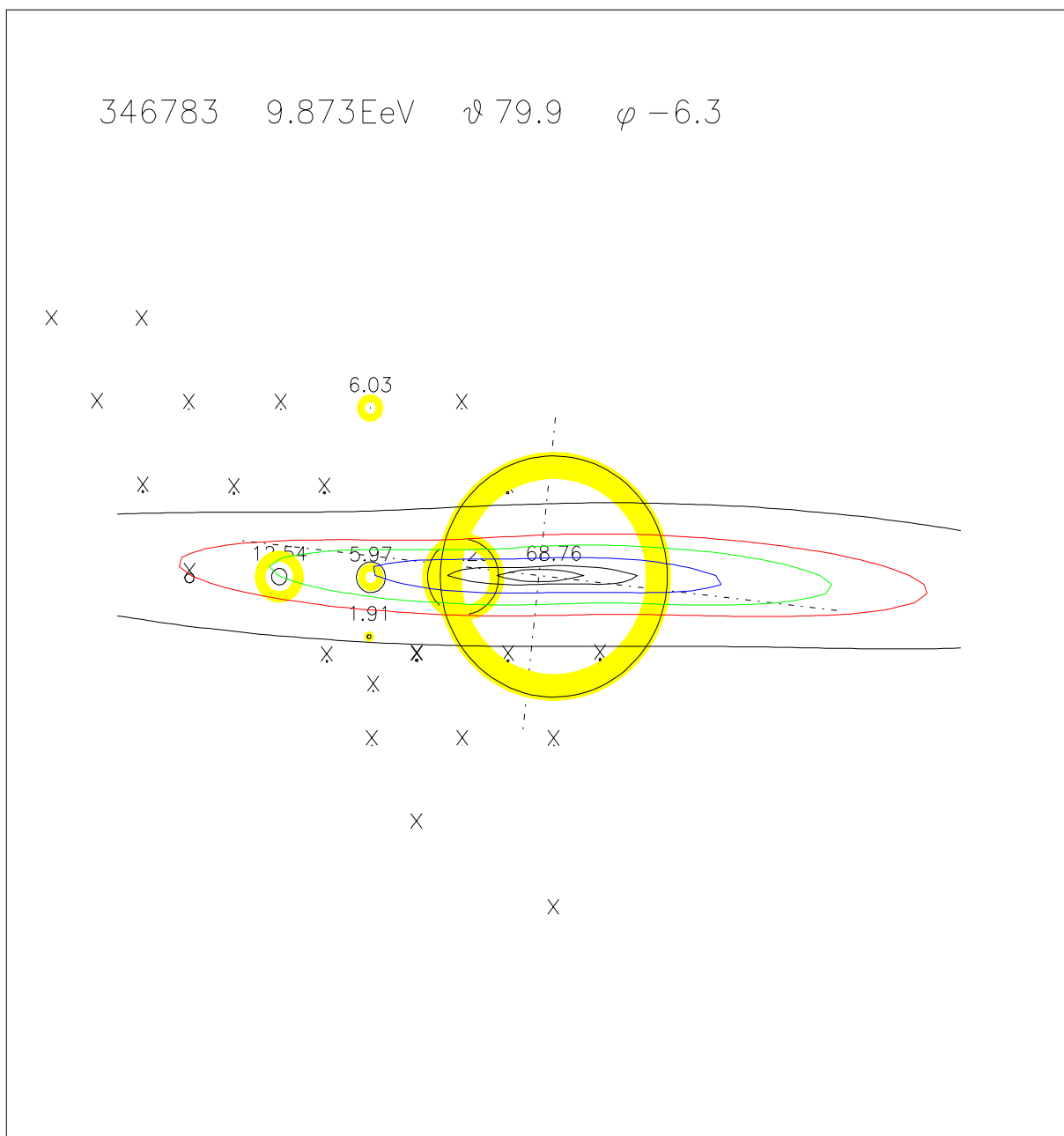


FIG. 4.15 – Mêmes valeurs des contours pour l'événement 346783. Une cuve possède un signal nettement supérieur aux autres, ce qui contraint la position du cœur sur elle. Les croix indiquent les stations silencieuses.

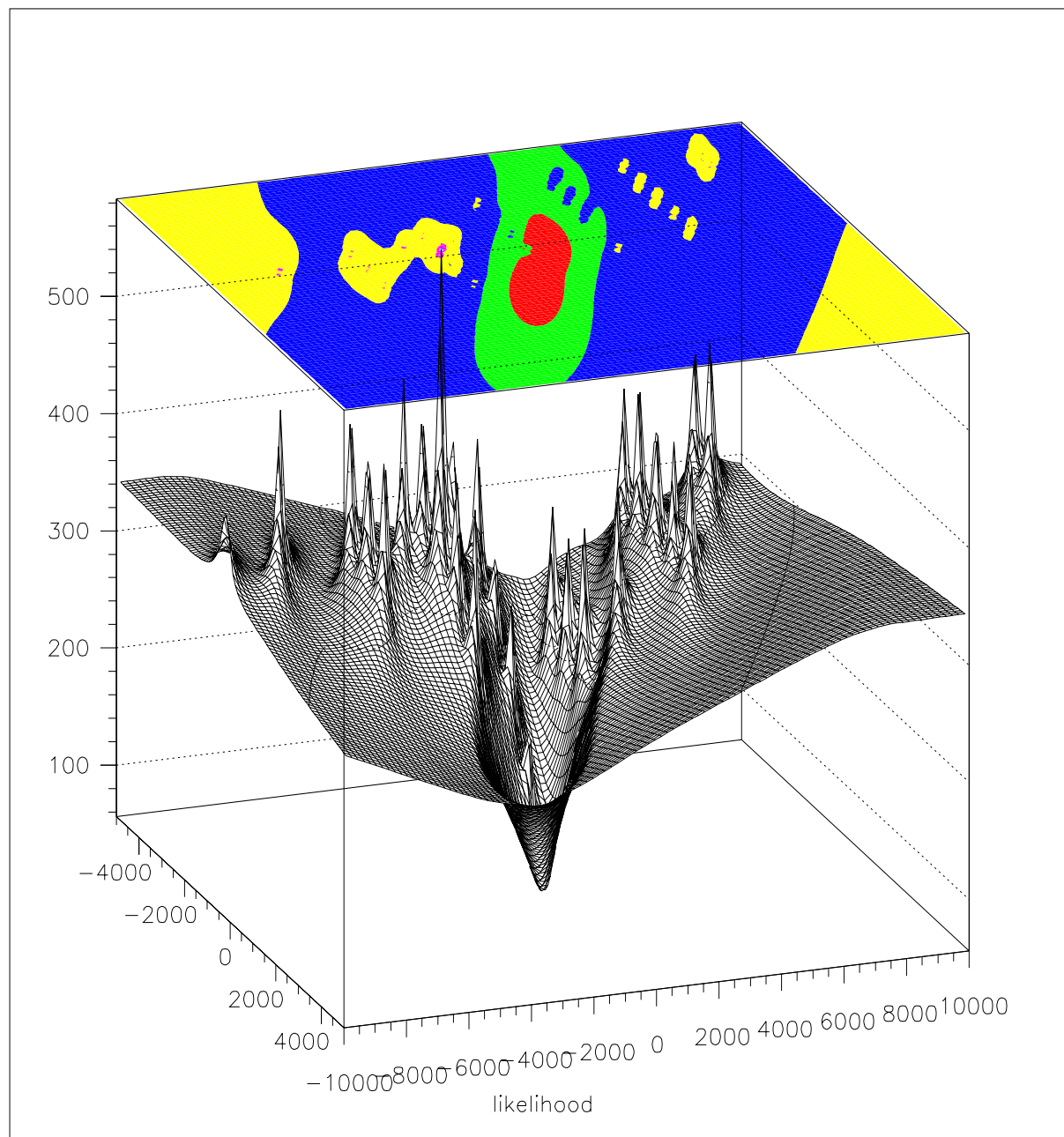


FIG. 4.16 – Fonction de vraisemblance de l'événement 346783 en fonction de la position du cœur pour l'énergie qui minimise l'ajustement global. On observe un trou bien prononcé sur la cuve qui possède un signal énorme, alors que le positionnement du cœur sur toute autre cuve est clairement défavorisé par les pics locaux.

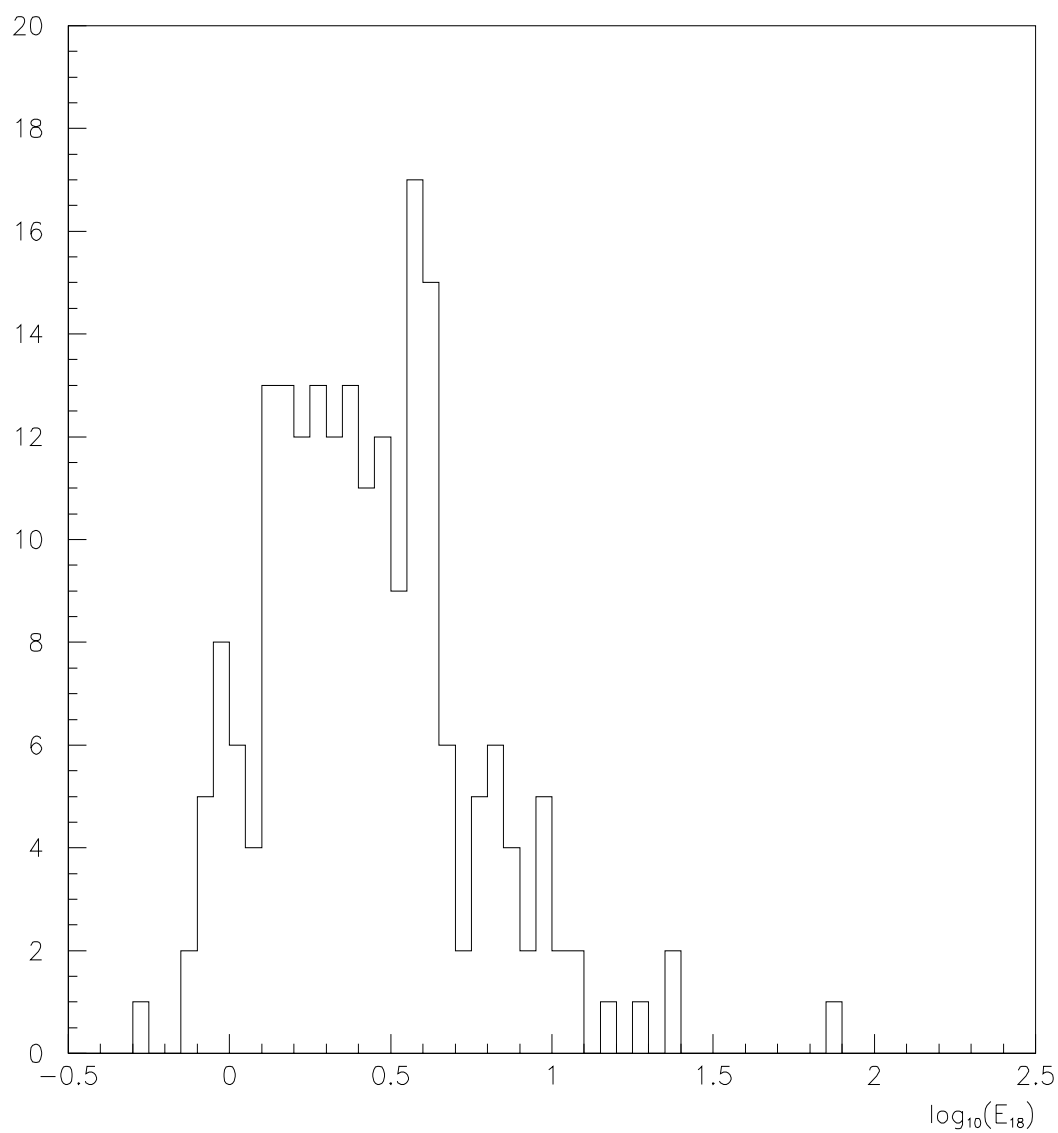


FIG. 4.17 – Distribution de l'énergie des 205 événements de l'année 2002 pour des angles zénithaux supérieurs à 70° . Les candidats dans la queue au-delà de 10 EeV possèdent les plus grandes incertitudes, notamment sur la position des cœurs reconstruits.

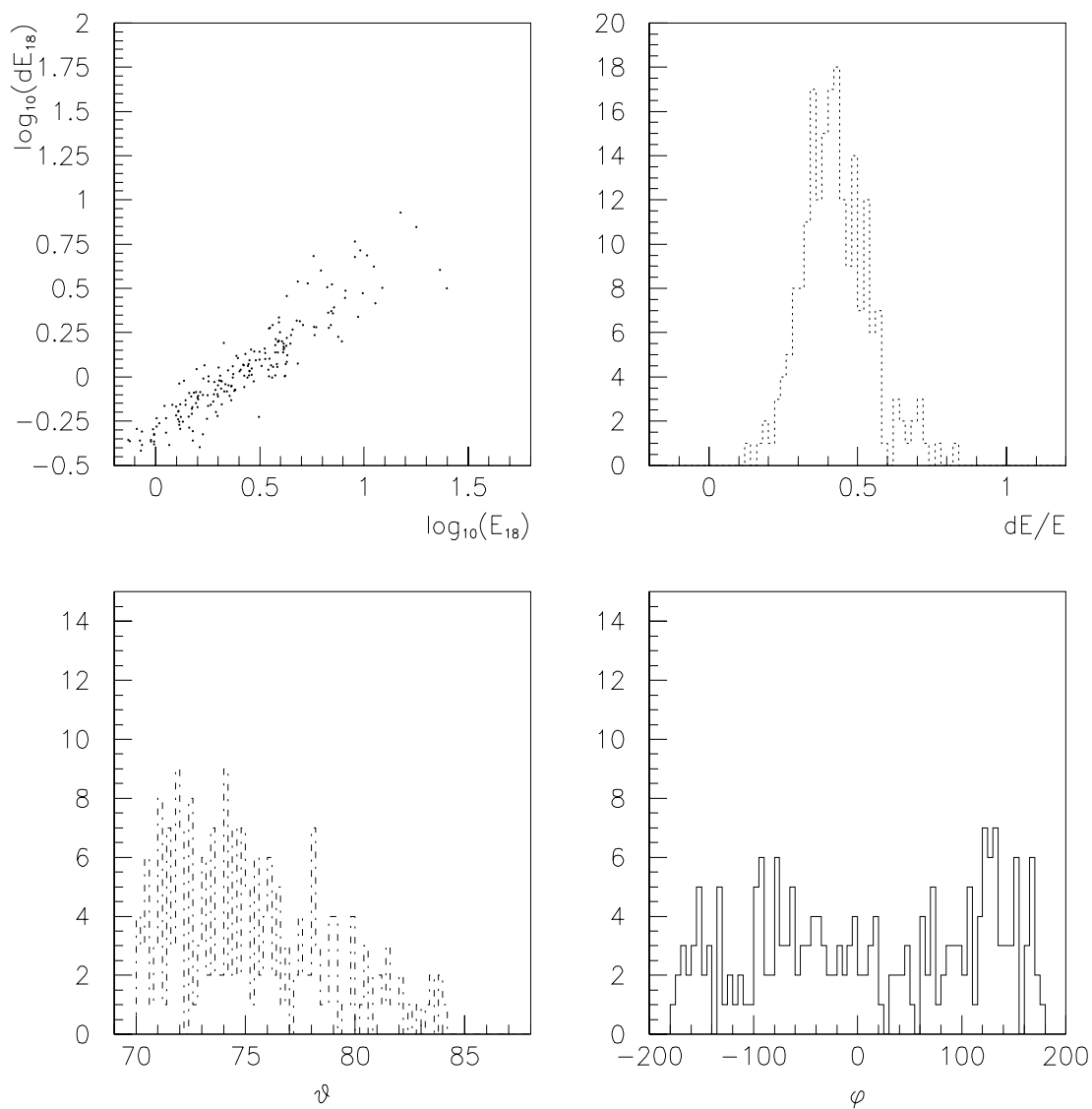


FIG. 4.18 – Illustration des incertitudes de reconstruction. En haut à gauche, évolution de l'incertitude de reconstruction de l'énergie en fonction de l'énergie, en haut à droite, l'énergie est reconstruite à un peu mieux que 50%. En bas, distributions zénithale et azimutale des événements reconstruits.

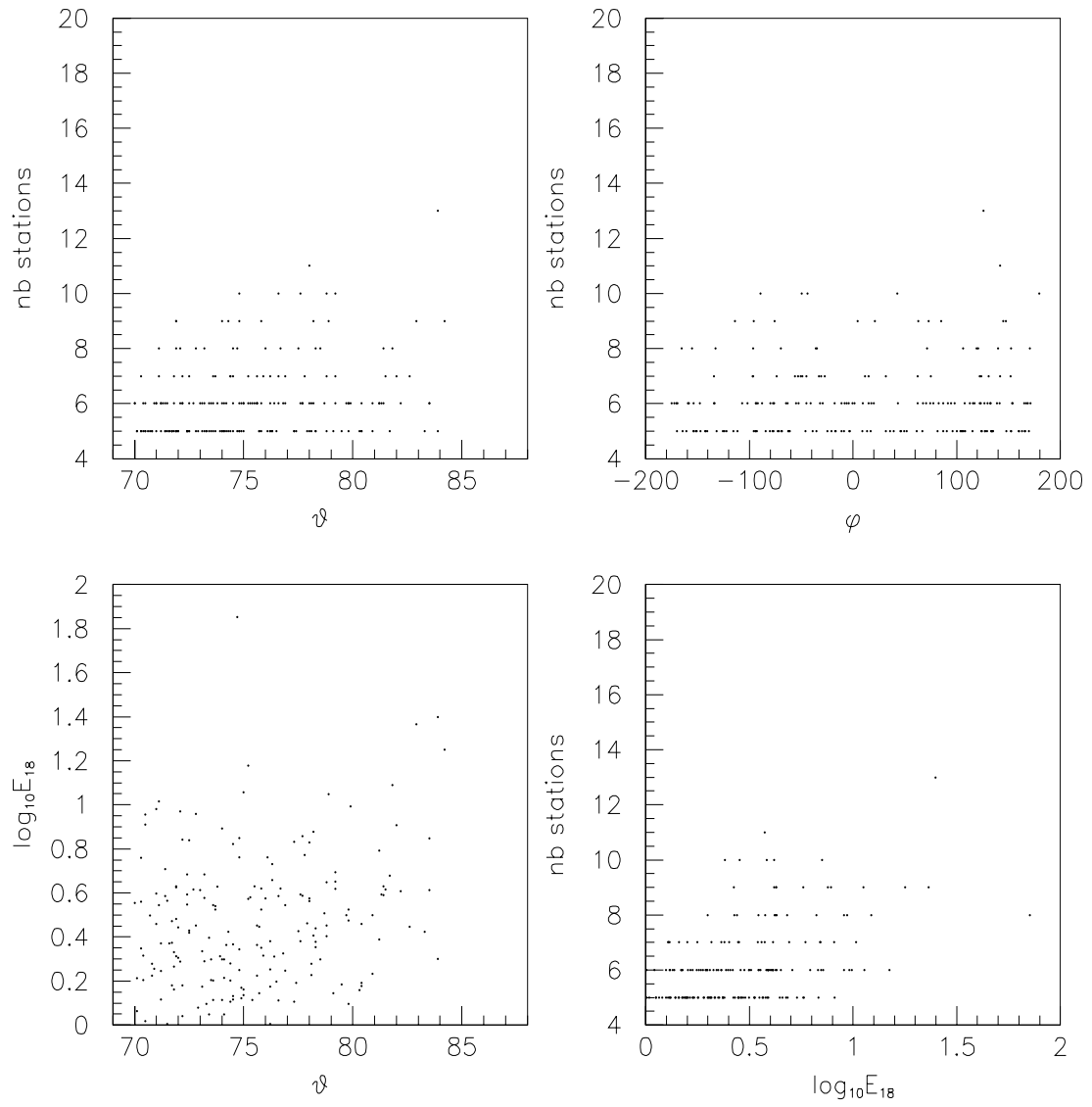


FIG. 4.19 – Corrélations entre le nombre de stations déclenchées, l'angle zénithal de la gerbe et l'énergie reconstruite.

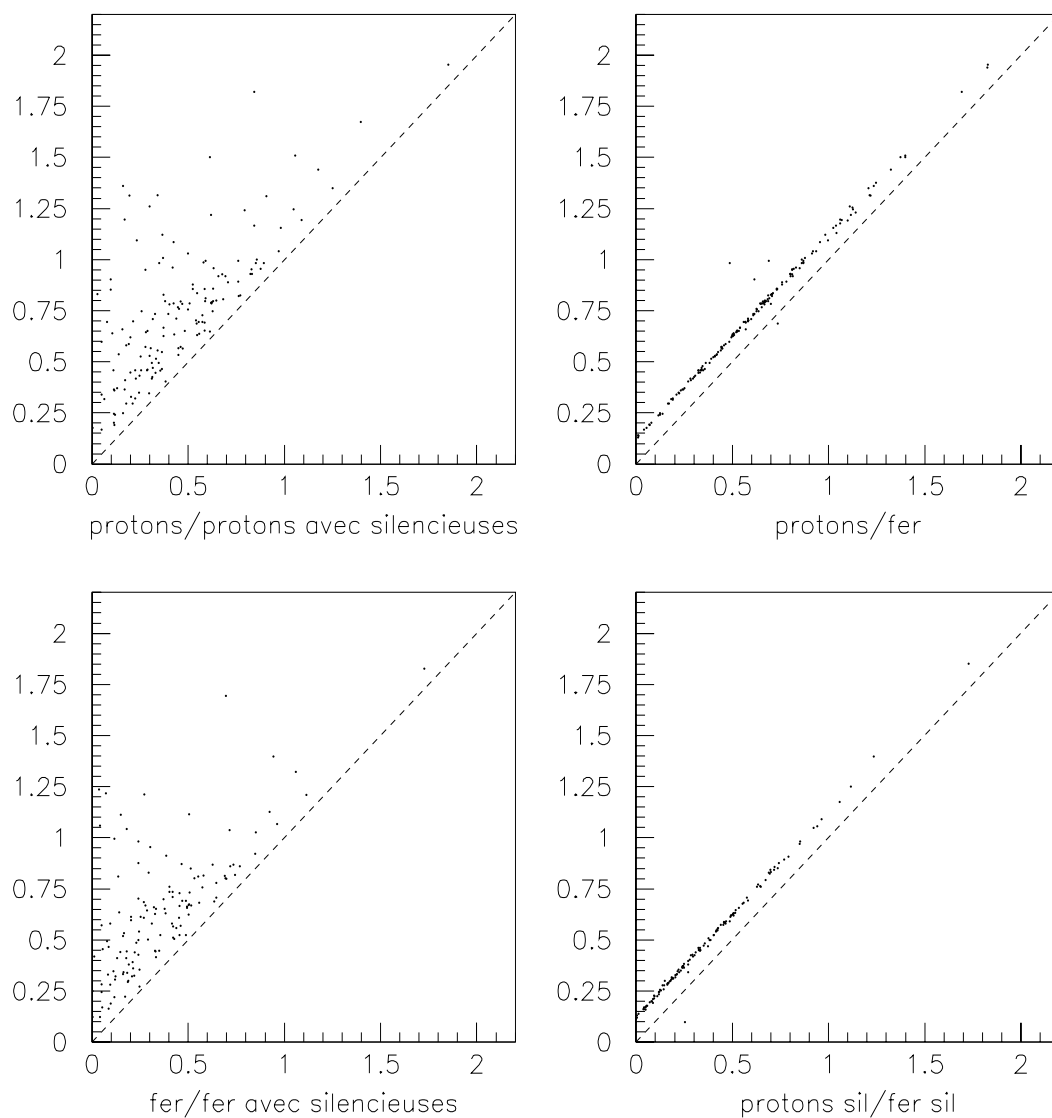


FIG. 4.20 – Comparaisons des résultats de la reconstruction pour des primaires proton/fer et en tenant compte ou non des stations silencieuses. En haut à gauche, énergie reconstruite sans les stations silencieuses en fonction de l'énergie reconstruite avec les stations silencieuses pour des primaires supposés protons ; en bas à gauche, même chose avec des noyaux de fer ; en haut à droite, comparaison des énergies reconstruites pour des protons par rapport à des noyaux de fer sans tenir compte des stations silencieuses, en bas à droite, même chose en tenant compte des stations silencieuses.

infiniment étroit, ce qui conduit à estimer la probabilité d'obtenir un nombre de muons n_μ par détecteur :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{st}(n_\mu, E, x_c, y_c) &= \sum_{k \geq 0} p_k(\mu(E, x_c, y_c)) \delta_{k, ENT(s_{VEM}^{exp}/N)} \\ &= p_{ENT(s_{VEM}^{exp}/N)}(\mu(E, x_c, y_c))\end{aligned}$$

où $ENT(s_{VEM}^{exp}/N)$ est la partie entière du rapport s_{VEM}^{exp}/N et N un facteur de conversion exprimant le signal en un nombre moyen de muons horizontaux, et dépendant de la géométrie du détecteur. La carte de muons théorique est obtenue en effectuant une paramétrisation dans le plan transverse de la composante muonique sans champ magnétique, puis en branchant ce champ magnétique, et enfin en projetant au sol cette carte obtenue dans le plan transverse.

Par commodité, désignons la méthode expliquée dans le chapitre par méthode 1, et la méthode simplifiée de cette section par méthode 2. La figure 4.21 compare les probabilités d'obtenir un certain signal pour plusieurs nombres théoriques de muons N_{th} choisis assez grands pour que les comportements des probabilités soient gaussiens. La probabilité maximale de la méthode 2 est toujours décalée vers des plus grandes valeurs du signal (il suffit évidemment que ce décalage soit présent dès $N_{th} = 15$ pour qu'il s'amplifie avec des plus grandes valeurs de N_{th}). Il est donc légitime de soupçonner une surestimation de l'énergie en utilisant la méthode 2 par rapport à la méthode 1, puisque lors de la variation de l'énergie, le terme d'une station dans la fonction de vraisemblance est maximum pour des valeurs plus faibles de N_{th} avec la méthode 2.

A titre d'illustration, une comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes est donnée sur la figure 4.22, à partir des paramétrisations explicitées dans ce chapitre pour des protons, et en tenant compte des stations silencieuses. L'énergie reconstruite avec la méthode 1 est toujours un peu supérieure.

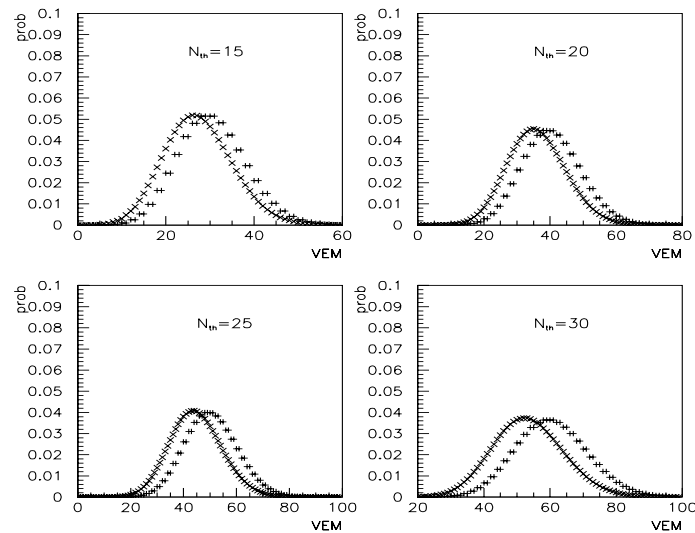


FIG. 4.21 – Comparaison entre la méthode complète de ce chapitre et la méthode simplifiée présentée dans cette section de la probabilité d’observer un signal S_{VEM} pour un nombre théorique de muons N_{th} . Les deux comportements sont gaussiens dès que N_{th} est assez grand. La probabilité maximale de la méthode simplifiée est toujours décalée vers des plus grandes valeurs du signal.

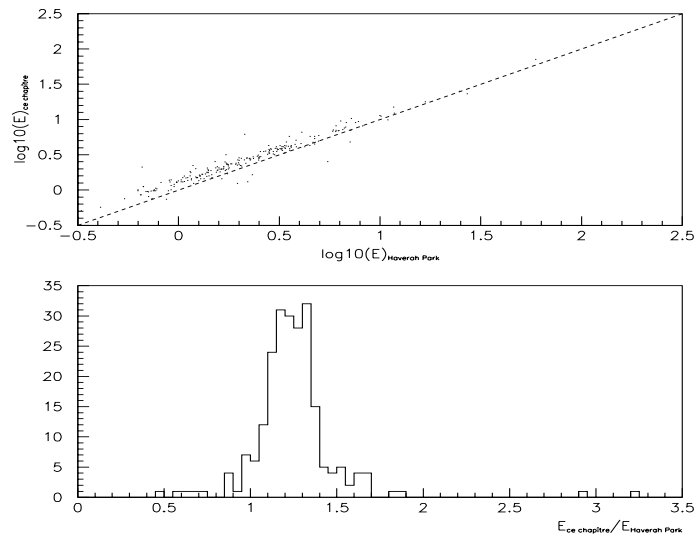


FIG. 4.22 – Energie reconstruite dans le cadre de la méthode décrite dans ce chapitre en fonction de l’énergie reconstruite par la méthode brièvement exposée dans ce paragraphe.

Chapitre 5

Neutrinos d’Ultra Haute Energie.

Dans le premier chapitre, nous avons cerné la difficulté que les particules chargées rencontrent pour se propager sur des distances cosmologiques en raison de la diffusion magnétique jusqu’à l’énergie de coupure E_{GZK} . D’un autre côté, à ultra haute énergie, la désintégration des pions produits lors des collisions inélastiques entre des protons et des photons du fond à 3K engendre inévitablement l’apparition d’un flux de photons et de neutrinos. Le flux de photons est cependant rapidement atténué. Ainsi, les neutrinos pourraient bien être les seuls primaires pouvant traverser des distances cosmologiques. Dans ce chapitre, nous commençons par évoquer brièvement un lien éventuel très fort entre les RCUHE et la cosmologie, pouvant conduire à la détection d’un fond diffus de neutrinos analogue au fond diffus de photons ; nous nous intéressons ensuite à des limites très générales concernant les flux possibles de neutrinos à UHE, avant d’étudier en détails la sensibilité du détecteur Auger à ce type très particulier de primaires.

5.1 Une curiosité : le modèle *Z-burst*.

Ce modèle possède la grande qualité de résoudre le problème de la propagation des RCUHE, en étant économe à la fois en principes et en structures, puisqu’il ne fait pas intrinsèquement intervenir de nouvelle physique. Il profite de l’existence d’une résonance autour de la masse du boson Z^0 dans la section efficace de la collision $\nu\bar{\nu}$. La présence théorique d’un fond diffus de neutrinos, d’énergie typique de 10^{-4} eV aujourd’hui, offre la possibilité pour des neutrinos d’énergie supérieure à 10^{21} eV de produire des bosons Z^0 . Dans le cadre de ce modèle, la désintégration de ces bosons dans un voisinage proche de nous - « proche » à l’échelle cosmologique - est supposée être la source des RCUHE. Le lien entre la cosmologie et l’étude des RCUHE est ainsi souligné. Ce modèle possède néanmoins le gros défaut de reporter le problème de l’origine des RCUHE, puisqu’il ne dit rien sur la source des neutrinos d’énergie extrême.

Avant de décrire brièvement le scénario envisagé ici, quelques idées cosmologiques sont rappelées. Enfin, les flux de neutrinos nécessaires pour rendre ce modèle viable sont discutés.

5.1.1 Fond diffus de neutrinos.

L'observation de la distribution thermique de photons par Penzias et Wilson en 1966 est un des piliers de la cosmologie décrite par le modèle du Big-Bang. Ce fait expérimental ne peut être expliqué que par le fait que dans le passé, l'Univers était suffisamment dense pour que les collisions $\gamma - e^-$ puissent thermaliser les photons. La transition entre une époque opaque et une époque transparente était inévitable en raison de l'expansion de l'Univers, même si celle-ci a été précipitée par la disparition de la majorité des électrons libres lors de la recombinaison ($T_{rec} \sim 0.2$ eV). Après le découplage, et malgré l'expansion, la distribution thermique demeure une distribution thermique. Le phénomène de découplage s'est aussi produit pour les paires électrons/positrons, les neutrinos et les noyaux.

D'une manière générale et simplifiée, une époque d'équilibre thermique est possible lorsque le taux de collisions par particule Γ est beaucoup plus grand que le taux d'expansion, régi par le paramètre d'échelle $a(t)$:

$$\Gamma \gg \frac{\dot{a}}{a} \Rightarrow \text{équilibre thermique}$$

tandis qu'elle est impossible dans le cas contraire :

$$\Gamma \ll \frac{\dot{a}}{a} \Rightarrow \text{découplage}$$

Ces arguments simplifiés se formalisent précisément en introduisant la distribution dans l'espace des phases des particules et en résolvant les équations qui gouvernent leurs évolutions.

En ce qui concerne les neutrinos, de densité n_ν proportionnelle au cube de la température T lorsque leur distribution est thermique

$$n_\nu \propto T^3$$

les trois espèces peuvent interagir via la réaction

$$\nu \bar{\nu} \leftrightarrow e^+ e^-$$

qui peut tout aussi bien produire des neutrinos qu'en détruire. Elle se produit par interaction faible, par échange de Z^0 pour les neutrinos muoniques et tauïques, et par échange de Z^0 et W^\pm pour les neutrinos électroniques. L'évaluation rapide de la section efficace σ de cette réaction pour un neutrino d'énergie E_ν

$$\sigma \sim G_F^2 E_\nu^2 \quad m_e \ll E_\nu \ll m_W$$

montre que le taux d'annihilation $\Gamma_{\nu \bar{\nu} \rightarrow e^+ e^-}$ est :

$$\Gamma_{\nu \bar{\nu} \rightarrow e^+ e^-} = n_\nu \langle \sigma v \rangle \sim G_F^2 T^5$$

où G_F est la constante de Fermi, α la constante de structure fine et v la vitesse relative entre les particules entrant en collision. Ce taux d'annihilation est supérieur au taux d'expansion pour $T > 1$ MeV. Il y a donc un équilibre thermique entre photons, électrons/positrons et neutrinos. La température de ces gaz de particules est alors unique, $T_e = T_\gamma = T_\nu$. Avec l'expansion et le refroidissement, lorsque la température s'abaisse sous m_e , les paires e^+/e^- continuent de se convertir en photons mais cessent de contribuer à la production de neutrinos. Le nombre de photons est donc supérieur au nombre de neutrinos. Pour des distributions thermiques, le nombre d'une espèce de particules n_i étant proportionnel à T_i^3 , la température des neutrinos doit être aujourd'hui plus faible que celle des photons. Plus précisément, pour $T \ll m_e$, la température des photons décroît comme a^{-1} , de même que celle des neutrinos s'ils sont de masse nulle (ou quasi-nulle). On montre alors [64] que cette température est aujourd'hui :

$$T_\nu = (4/11)^{1/3} T_\gamma \simeq 1.946 \text{ K si } m_\nu \ll T_\nu$$

et que la densité vaut $\sim 112 \text{ cm}^{-3}$. En revanche, si une espèce de neutrinos possède une masse $m \gg 10^{-4} \text{ eV}$, cette espèce est aujourd'hui non relativiste et non thermique car l'expansion ne préserve pas la distribution thermique pour $T \sim m$. La densité est cependant la même que dans le cas de neutrinos de masse nulle. La contribution Ω_ν de ce gaz à la densité totale de l'Univers est :

$$\Omega_\nu = 0.3 \frac{m_\nu}{10 \text{ eV}} h_{70}^{-2}$$

où $h_{70}^{-2} = 1 \pm 0.2$. Pour éviter que cette contribution soit supérieure aux limites autorisées par les expériences, les trois espèces de neutrinos doivent avoir une masse inférieure à $\sim 20 \text{ eV}$.

5.1.2 Le modèle *Z-burst*.

De nombreux arguments expérimentaux mettent en avant l'oscillation des neutrinos. Cette oscillation est interprétée par économie de principe comme la manifestation de l'existence d'une masse pour ces neutrinos. Cette interprétation n'est cependant pas unanime, notamment pour quelques grands noms de la physique théorique comme Coleman ou Glashow, qui ont montré qu'elle pouvait très bien s'accommoder de la nullité des masses à condition de pouvoir mélanger les propagateurs des particules en introduisant une vitesse limite différente pour chaque espèce de particule, c'est-à-dire en brisant l'invariance de Lorentz [48]. Nous nous plaçons dans ce qui suit dans l'hypothèse la plus con-sensuelle, c'est-à-dire dans le cas d'une masse non nulle. En tout cas, quelle que soit l'hypothèse la plus appropriée pour expliquer les oscillations, le Big-Bang prévoit l'existence d'un fond diffus de neutrinos à l'équilibre thermique ou non aujourd'hui selon la masse des neutrinos, extrêmement difficile à observer expérimentalement dans un cas comme dans l'autre du fait de la transparence de l'Univers à ces neutrinos.

Les neutrinos sont les seules particules connues capables de traverser des distances cosmologiques aux énergies situées autour et au-delà de la coupure GZK sans subir d'atté-

nuation appréciable, et ils ne sont pas défléchis par les champs magnétiques. A des énergies E_ν plus extrêmes, l'Univers peut commencer à ne plus devenir transparent sous certaines conditions, à partir du moment où l'énergie réunie dans le centre de masse lors d'une collision entre un neutrino d'ultra haute énergie et un neutrino relique atteint la masse du boson Z^0 . Pour des neutrinos de masse m_ν , l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} s'évalue facilement comme :

$$s \simeq 2E_\nu m_\nu$$

La section efficace de cette réaction s'accroît alors brusquement en raison de l'effet de résonance, survenant pour une énergie incidente E_{res} :

$$E_{res} = \frac{M_Z^2}{2m_\nu} = 4 \times 10^{21} \frac{m_\nu}{1\text{eV}}^{-1} \text{ eV}$$

La création, puis la désintégration du Z^0 produit alors une cascade de particules pouvant conduire à des RCUHE classiques tels que des protons. Pour régler le paradoxe GZK et ses problèmes de propagation, il suffit que cette désintégration ait lieu dans un voisinage proche de nous à l'échelle cosmologique. Plus formellement, il s'agit de résoudre une équation de transport liant le flux de protons détectés au flux de neutrinos incidents.

En connaissant le flux de protons observés, des études précises de cette équation de transport peuvent contraindre la masse nécessaire des neutrinos pour s'ajuster aux données disponibles, en même temps que les flux de neutrinos nécessaires pour rendre le scénario viable. La masse de l'espèce de neutrino la plus lourde s'encadre alors comme :

$$0.08 \text{ eV} < m_\nu < 1.3 \text{ eV}$$

si les RCUHE sont des protons d'origine extragalactique à partir de 3 EeV.

Les flux de neutrinos d'énergie extrême envisagés dans ce scénario, dont l'origine n'est possible que dans le cadre de désintégration de défauts topologiques, sont énormes. Ils supportent cependant les limites expérimentales autorisées à l'heure actuelle, comme le montre la figure 5.1 qui illustre un calcul précis des solutions des équations de transport. Nous verrons dans ce chapitre que la sensibilité aux neutrinos d'ultra haute énergie de l'expérience Auger va permettre dans un avenir proche d'apprécier précisément la robustesse de ce scénario, du fait de sa sensibilité bien plus contraignante que celles des expériences passées ou présentes aux primaires de type neutrino.

L'explication des RCUHE par ce modèle, ainsi que la détection du flux nécessaire de neutrinos d'ultra haute énergie, serait une des rares signatures possibles des neutrinos reliques.

5.2 Production de neutrinos.

5.2.1 La limite supérieure Waxman-Bahcall.

En 1998, Waxman et Bahcall ont dérivé une limite supérieure concernant le flux de neutrinos détectable à ultra haute énergie, limite qu'ils voulaient la plus générale possible,

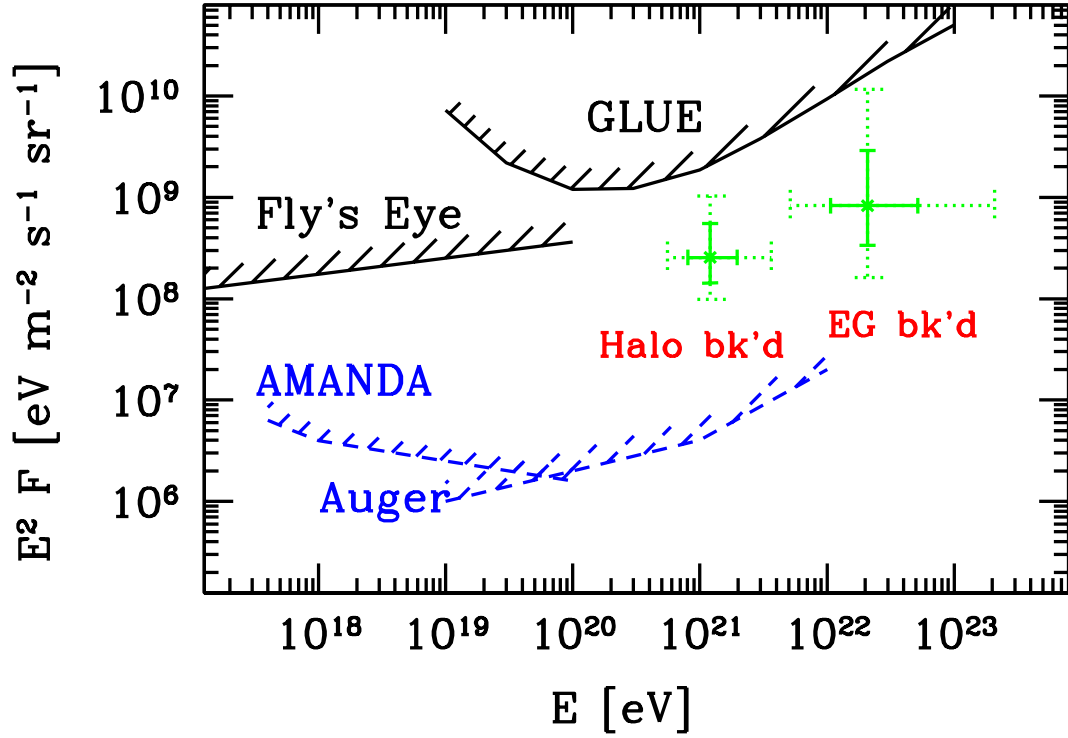


FIG. 5.1 – Flux de neutrinos nécessaires dans le cadre du scénario Z-burst dans le cas de sources de rayons cosmiques distribuées proportionnellement au halo de matière noire ou uniformément dans l'Univers pour des choix de paramètres cosmologiques standard. Les barres d'erreur horizontales indiquent les incertitudes à 1σ (trait plein) ou 2σ (trait hachuré) concernant la masse des neutrinos ; tandis que les barres d'erreur verticales tiennent compte des incertitudes concernant les paramètres cosmologiques. Sont indiquées aussi les sensibilités d'expériences. Celle d'Auger est grossièrement évaluée ici, les sections qui suivent s'attachent à la calculer plus précisément.

c'est-à-dire une limite assez robuste quand au modèle de sources choisi [65]. Comme on va le voir, cette indépendance désirée est très questionnable, voire polémique.

Avant tout, reproduisons en détails l'argument conduisant à la limite supérieure. Il consiste principalement à convertir en neutrinos alors qu'ils n'ont pas encore quitté leur source tous les rayons cosmiques observés. Comme l'indiquent les données, les particules d'énergie supérieure à environ 3 EeV sont supposées être des protons d'origine extragalactique. Les auteurs font l'hypothèse minimale de répartir uniformément les sources dans l'Univers, jusqu'à un décalage vers le rouge $z \simeq 1$, et tirent à partir des données disponibles le taux d'énergie $\dot{\epsilon}_{RC}^{[10^{19}, 10^{21}]}$ de rayons cosmiques par élément de volume :

$$\dot{\epsilon}_{RC}^{[10^{19}, 10^{21}]} = 5 \times 10^{44} \text{ erg Mpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$$

Les sources sont supposées être des objets astrophysiques accélérant des particules à l'intérieur d'un certain milieu et produisant un spectre de rayons cosmiques typique de l'accélération de Fermi :

$$\frac{d\dot{N}_{RC}}{dE_{RC}} \propto E_{RC}^{-2}$$

Ainsi, le taux d'injection d'énergie par unité de volume $E_{RC}^2 \frac{d\dot{N}_{RC}}{dE_{RC}}$ est normalisé par la relation

$$E_{RC}^2 \frac{d\dot{N}_{RC}}{dE_{RC}} = \frac{\dot{\epsilon}_{RC}^{[10^{19}, 10^{21}]}}{\ln 10^{21}/10^{19}} \simeq 10^{44} \text{ erg Mpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$$

Supposons maintenant qu'à l'intérieur des sources, chaque proton perde une fraction η de son énergie lors de collisions avec des photons ambiants, conduisant à des réactions de photoproduction de pions. Le seuil de cette réaction est dépassé pour des énergies satisfaisant à :

$$E_{RC} E_{\gamma} = 0.2 \text{ GeV}^2 \Gamma^2$$

pour un facteur Γ entre un jet de matière en expansion et l'observateur. Pour une source de type sursaut gamma, les ordres de grandeur typiques de $\Gamma \simeq 100 - 300$ et de $E_{\gamma} \simeq 1 \text{ MeV}$ donnent une énergie seuil pour un proton de $E_{RC} = 10^{16} \text{ eV}$. La chaîne qui amène la génération de neutrinos est alors par exemple

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_{\mu} \nu_{\mu}$$

En moyenne, un pion emporte 20% de l'énergie de son proton parent :

$$\langle E_{\pi} \rangle = 0.2 \times E_{RC}$$

Pour ne pas s'embarrasser de complications et ne pas alourdir l'argument, les auteurs estiment que chaque particule retient la même portion d'énergie après la désintégration du muon, donc, pour chaque espèce de neutrinos :

$$E_{\nu} \simeq 0.05 \times E_{RC}$$

Cette relation indique que le spectre de neutrinos doit suivre le spectre des protons parents *mais décalé en énergie*. Quantitativement, pendant un temps de Hubble t_H :

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \simeq \frac{\eta}{4} t_H E_{RC}^2 \frac{d\dot{N}_{RC}}{dE_{RC}}$$

C'est le facteur η qui tient compte de la dégradation en énergie par interaction du neutrino fils. Le facteur $1/4$ est introduit ici pour tenir compte du fait que les pions neutres produits ne contribuent pas à la génération de neutrinos, et que le neutrino issu de la désintégration de chaque pion chargé emporte la moitié de l'énergie du pion parent. Le flux de neutrinos $F_{max}(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ maximum est obtenu pour $\eta = 1$:

$$\begin{aligned} F_{max} &\simeq \frac{\xi_z}{4} t_H \frac{c}{4\pi} E_{RC}^2 \frac{d\dot{N}_{RC}}{dE_{RC}} \\ &\simeq 1.5 \times 10^{-8} \xi_z \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \end{aligned}$$

Le nouveau paramètre ξ_z est introduit pour tenir compte des effets cosmologiques. Pour $\xi_z = 1$, F_{max} est le flux de neutrinos maximum produits pour $z = 0$. L'observation aujourd'hui d'une particule d'énergie E implique que cette énergie avait une valeur dans le passé $(1+z)E$. Ainsi, le nombre de neutrinos N_ν d'énergie E à $z = 0$ doit être calculé comme :

$$\begin{aligned} N_\nu(> E) &= \int_0^{z_{max}} dz \frac{dt}{dz} N_\nu(> (1+z)E, z) \\ &= \dot{N}_0(E) \int_0^{z_{max}} dz \frac{dt}{dz} (1+z)^{-1} \frac{\dot{N}_\nu(> (1+z)E, z)}{\dot{N}_0} \end{aligned}$$

où le fait que $N_\nu(> E) \propto E^{-1}$ a été utilisé. Le terme $\dot{N}_\nu(> (1+z)E, z)/\dot{N}_0$ est le rapport du taux de production de neutrinos à l'époque z au taux présent. Ce rapport est noté $f(z)$:

$$f(z) = \frac{\dot{N}_\nu(z)}{\dot{N}_0}$$

Cette fonction est supposée suivre la même évolution que celle de la luminosité des quasars :

$$f(z) = \begin{cases} (1+z)^3 & z < 1.9 \\ C^{te} & 1.9 < z < 2.7 \\ C^{te} \exp(-z) & z > 2.7 \end{cases}$$

Le temps de Hubble t_H est lié au temps cosmique par la relation :

$$t_H = \int_0^\infty dz \frac{dt}{dz}$$

En introduisant la fonction $g(z)$:

$$g(z) = -H_0(1+z)^{5/2} \frac{dt}{dz}$$

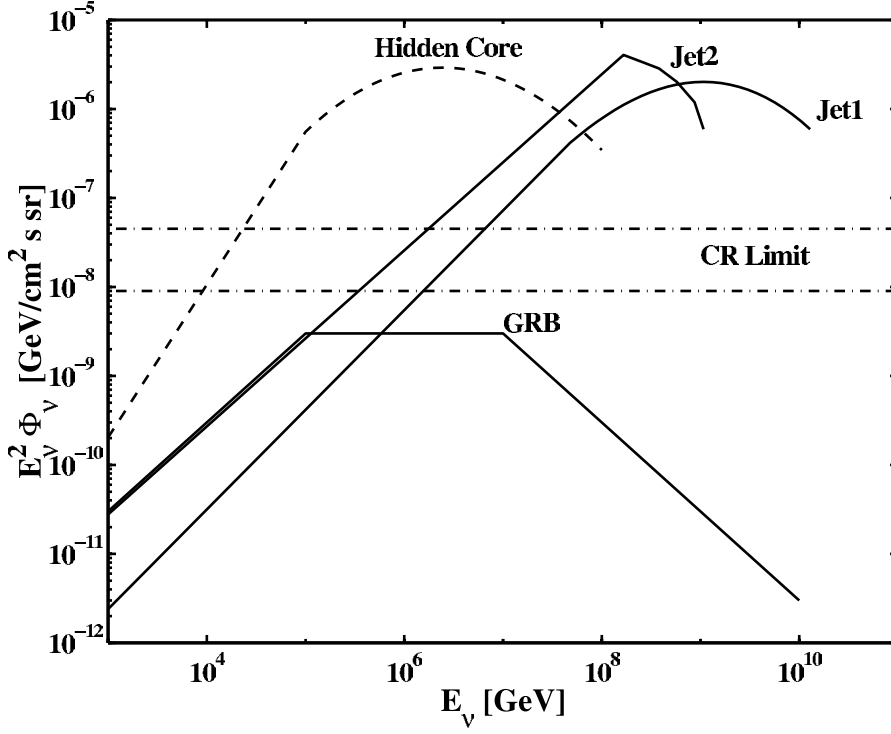


FIG. 5.2 – Limite WB et flux théoriques de neutrinos pour divers modèles. D'après [65]

où H_0 est la constante de Hubble, le paramètre ξ_z est alors estimé par le rapport :

$$\xi_z = \frac{\int_0^{z_{\max}} g(z)(1+z)^{-7/2} f(z)}{\int_0^{\infty} g(z)(1+z)^{-5/2}} \simeq 3$$

conduisant à une valeur précise pour F_{\max} .

F_{\max} est une limite supérieure, en supposant que le rayon des sources est de l'ordre de grandeur de quelques libres parcours moyens du proton dans ce milieu.

Enfin, l'hypothèse concernant le spectre d'injection en E_{RC}^{-2} permet la normalisation de F_{\max} . C'est une hypothèse très forte, qu'il est difficile de soutenir avec certitude. Des prédictions de flux de neutrinos de modèles sont mis au regard de la limite Waxman-Bahcall sur la figure 5.2. Les auteurs montrent alors que seul le modèle de production dans les sursauts gamma qu'ils défendent ne viole pas cette limite.

5.2.2 Limite Waxman-Bahcall et sphère GZK : une limite *inférieure* !

Malgré toutes les réserves naturellement imputables au modèle des sources des RCUHE établissant la limite Waxman-Bahcall, nous choisissons ici de suivre le raisonnement des auteurs. Néanmoins, même dans ce cadre, nous allons montrer que cette limite n'est en

rien supérieure à ultra haute énergie [66].

Waxman et Bahcall imposent implicitement que la propagation extragalactique n'influence pas la relation entre $\dot{\epsilon}_{RC}^{[10^{19}, 10^{21}]}$ et la répartition des sources. Nous savons depuis le premier chapitre que ce point est plus que discutable, mais nous continuons de suivre la règle du jeu.

En dessous de la coupure GZK, l'argument de Waxman-Bahcall se tient, puisque dans le cas où les champs magnétiques sont négligeables, le temps de pertes est plus long que le temps de propagation. En revanche, au-delà de la coupure, les choses sont tout autres. Nous savons qu'à l'extérieur de la sphère GZK, les protons sont principalement atténués par photoproduction de pions. Ainsi, à l'extérieur de cette sphère, *les protons convertissent effectivement leur énergie en neutrinos dans le même scénario que celui envisagé par Waxman et Bahcall pour calculer leur limite*. Ceci conduit inévitablement à un flux de neutrinos du même ordre de grandeur que celui de la limite maximale, puisque la normalisation du calcul s'applique tout aussi bien dans ce cas.

De plus, il n'existe pas de principe évident interdisant à des objets astrophysiques d'être opaques en RCUHE aux êtres humains. L'existence de source opaques engendre inévitablement la production de neutrinos seuls capables de s'échapper de tels sites. Ainsi, la limite WB, qui ne tenait pas compte de la propagation des rayons cosmiques dans l'espace, doit trouver une nouvelle interprétation à ultra haute énergie. Elle n'est en rien supérieure à ultra haute énergie, mais bien *inférieure*.

5.2.3 Production de neutrinos.

5.2.3.1 Interactions des RCUHE avec le fond cosmologique

La source la plus évidente de neutrinos à ultra haute énergie provient de l'existence avérée du fond diffus cosmologique de photons cumulée à l'existence des RCUHE. L'interaction entre ces deux quantités est, on le sait, la cause de l'effet GZK et du même coup, la source de neutrinos cosmologiques suite à la désintégration des pions chargés. La connaissance précise du flux de neutrinos résultants dépend du modèle de sources à travers leur répartition et leur nature, et aussi à travers l'énergie maximale que les RCUHE peuvent acquérir. La figure 5.3 montre les divers calculs illustrant les divers dépendances mentionnées.

5.2.3.2 Production dans les sursauts gamma.

Les observations des sursauts gamma dévoilent l'existence d'un spectre non thermique de photons s'étendant au-delà du PeV. Le spectre subit une cassure vers 1 MeV :

$$\frac{dN}{dE_\gamma} \propto E^{-\beta} \begin{cases} \beta = 1 & E_\gamma < 1 \text{ MeV} \\ \beta = 2 & E_\gamma > 1 \text{ MeV} \end{cases}$$

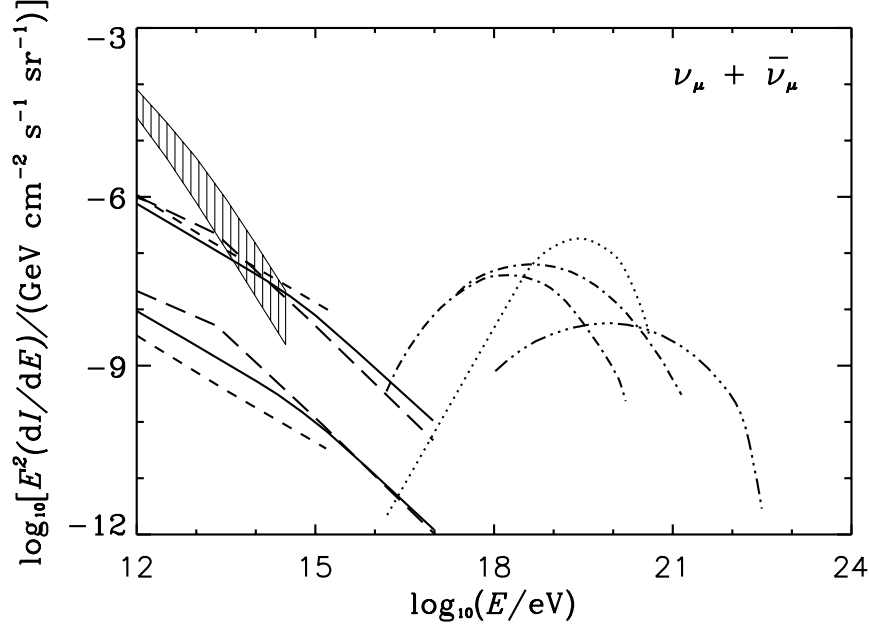


FIG. 5.3 – Flux prédits de neutrinos au-delà de 1 EeV dans le cadre des interactions des RCUHE avec le fond cosmologique à 3 K. D'après [68].

Le seuil de la photoproduction est donc dépassé pour un proton d'énergie typique E_p :

$$E_p = 0.2 \frac{\Gamma \simeq 300}{E_\gamma \simeq \text{MeV}} \simeq 10^{16} \text{ eV}$$

Les neutrinos produits lors de la désintégration des pions emportent environ 5% de l'énergie du proton, tandis qu'une autre composante provient de la désintégration des muons. A plus haute énergie, le temps caractéristique des pertes par rayonnement synchrotron des muons ou des pions devient plus court que le temps de vie de ces particules. Le flux se trouve ainsi atténué à partir de 10^{16} eV.

A ultra haute énergie, les protons accélérés lors de l'*afterglow* qui entrent en collision avec les photons émis par le rayonnement des électrons accélérés peuvent produire des neutrinos d'énergie supérieure à 10^{18} eV. Ce flux doit être fortement supprimé au-delà de 10^{19} eV car les protons peuvent difficilement être accélérés au-delà de 10^{20} eV.

5.2.3.3 Noyaux actifs de galaxie.

Là encore, le flux de neutrinos est induit par la désintégration des pions produits lors des collisions des protons d'ultra haute énergie et des photons ambiants. La radiation de photons peut provenir du rayonnement synchrotron des électrons accélérés ou directement des disques d'accrétion. En intégrant sur le décalage vers le rouge dans un Univers en

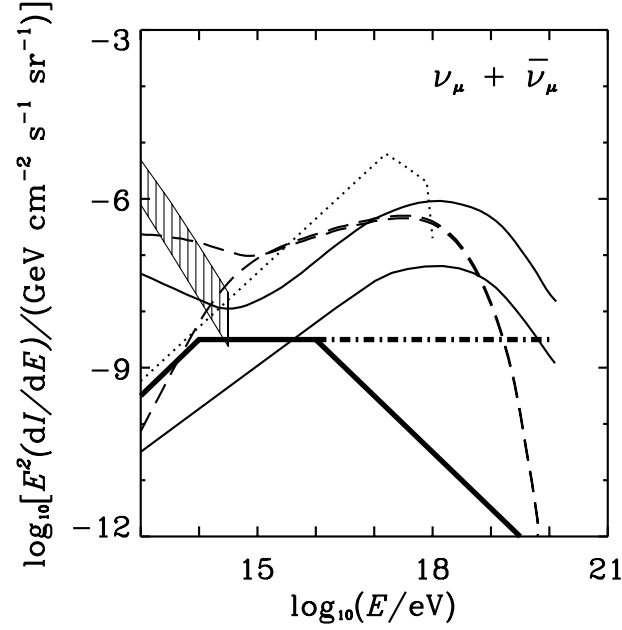


FIG. 5.4 – Flux prédits de neutrinos dans le cadre des interactions des RCUHE avec les photons ambiants dans des sursauts gamma ou des noyaux actifs de galaxie. D’après [68].

expansion, et en utilisant une fonction de luminosité appropriée aux blazars, on peut estimer le flux de neutrinos dans ce genre de modèles. Des exemples de tels flux sont montrés sur la figure 5.4, ainsi que des flux calculés pour des sursauts gamma.

5.2.3.4 Défauts topologiques.

Certaines transitions de phases des théories quantiques des champs pendant le refroidissement de l’Univers primordial engendrent la formation de défauts topologiques. L’interaction, l’annihilation, ou la désintégration de ces défauts provoquent l’apparition de particules X instables qui se désintègrent donc à leur tour. Cette désintégration produit naturellement au bout de la chaîne un flux de photons et de neutrinos. En général, le taux d’injection $\dot{n}_X(t)$ de telles particules de masse m_X se paramétrise comme :

$$\dot{n}_X(t) = \kappa m_X^p t^{-4+p}$$

où κ et p sont deux paramètres sans dimension qui dépendent de la nature des défauts en question. Le flux de photons engendre la formation d’une cascade électromagnétique en raison de la production de paires lors de la collision de ces photons sur d’autres photons du fond radio. Les paires créées engendrent à leur tour des photons par diffusion Compton inverse. Ce processus continue jusqu’à ce que l’énergie des photons descende en dessous du seuil de production de paires e^+/e^- , ce qui se produit aux alentours du GeV. Les expériences, telles qu’EGRET, qui mesurent le flux de photons autour de cette énergie

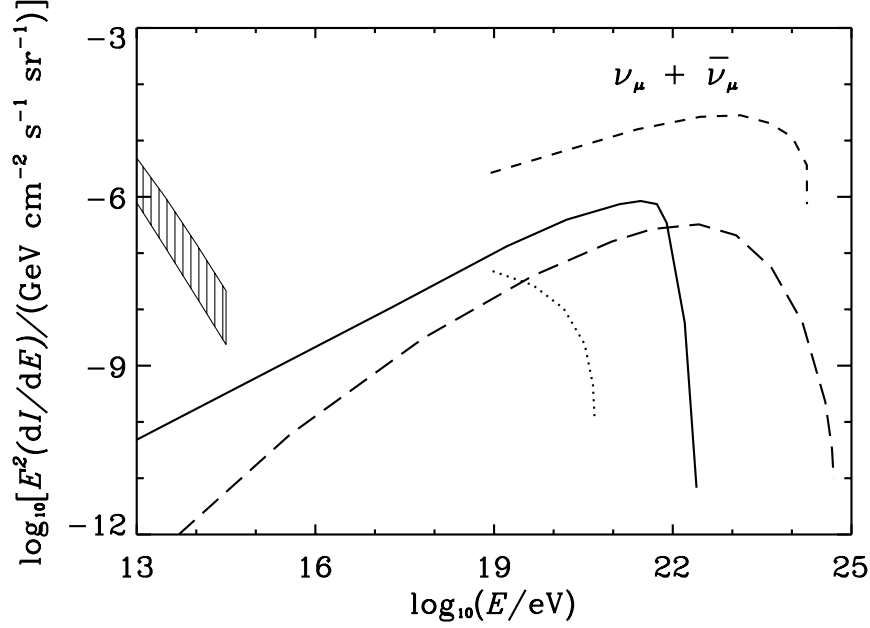


FIG. 5.5 – Flux prédits de neutrinos dans le cadre de désintégration de défauts topologiques. D’après [68].

apportent donc de sérieuses contraintes sur les scénarii de type défaut topologique. Elles se traduisent en terme du taux d’injection d’énergie électromagnétique Q_{em}^0 pour $z = 0$:

$$Q_{em}^0 < 2.2 \times 10^{-23} h(3p - 1) \text{ eV cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

pour un taux de particules X en t^{-p} . La normalisation du taux \dot{n}_X pour expliquer le flux des RCUHE est donc contrainte par Q_{em}^0 . Cette contrainte écarte de nombreux modèles. Il est à noter que la structure des champs magnétiques inter-galactiques est ici essentielle, puisque le rayonnement synchrotron en champs forts contribue fortement au flux de photons. Des champs relativement faibles (plus faibles que le nG) sont donc requis ici pour atténuer ces flux de photons.

Quoiqu’il en soit, la contrainte d’EGRET peut être respectée en ajustant la valeur des champs magnétiques. Ces modèles prédisent des flux de neutrinos énormes (voir figure 5.5), qu’il sera possible de tester par rapport aux autres modèles dans un avenir proche, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

5.2.4 Oscillation des neutrinos.

Nous avons vu que dans tous les cas, les neutrinos d’ultra haute énergie sont produits lors de la désintégration des mésons en $\mu\nu_\mu$, puis lors de la désintégration des muons en $e\nu_e\nu_\mu$ (nous ne distinguons pas ici les leptons des anti-leptons), Ainsi, à la source, le rapport

moyen de chaque espèce de neutrinos est de 2 pour 1 entre neutrinos muoniques et neutrinos électroniques. Dans tous les cas, les neutrinos tauïques sont toujours négligeables. Néanmoins, les expériences sensibles à l'oscillation des neutrinos font apparaître une oscillation avec angle de mélange maximal entre les deux dernières familles. Nous sommes donc amenés à considérer que sur des distances cosmologiques, les ν_μ et les ν_τ se trouvent dans une proportion égale, conduisant à un rapport égal entre les différentes familles sur Terre.

5.3 Détection de neutrinos dans Auger.

Les neutrinos à ultra haute énergie peuvent être distingués des primaires classiques grâce au signal très caractéristique que les gerbes qu'ils engendrent sous incidence rasante peuvent laisser [74]. Contrairement aux hadrons, les neutrinos peuvent interagir profondément dans l'atmosphère, et donner naissance à une gerbe « jeune » au-dessus du détecteur, c'est-à-dire une gerbe semblable à toute autre *mais* sous incidence rasante. Alors que les gerbes hadroniques à grand angle apparaissent très âgées au niveau du sol, celles initiées par des neutrinos sont jeunes, donc avec un front de gerbe courbé et une composante électromagnétique présente, s'étalant sur plusieurs microsecondes. Ainsi, un détecteur qui échantillonne les particules au sol peut être naturellement sensible à la détection de neutrinos.

5.3.1 Interactions atmosphériques.

A ultra haute énergie, l'interaction dominante pour un neutrino se produit avec les noyaux de l'atmosphère à travers les réactions « courant chargé » et « courant neutre » :

$$\begin{aligned}\nu N &\rightarrow \nu \text{ hadrons} && \text{Courant Neutre} \\ \nu N &\rightarrow l \text{ hadrons} && \text{Courant Chargé}\end{aligned}$$

où l est le lepton correspondant à la famille du neutrino entrant dans la réaction. Ceci peut être interprété par l'échange d'un boson Z^0 pour le courant neutre, et par l'échange d'un W^\pm pour le courant chargé. La section efficace de ces réactions croît linéairement avec l'énergie jusqu'à 10 TeV, puis moins rapidement. A ultra haute énergie, cette section efficace (voir figure 5.6) reste plus faible que celles typiques de processus hadroniques ou électromagnétiques, mais n'est pas complètement négligeable :

$$\begin{aligned}\sigma_{CC}(E_\nu) &\simeq 10^{-32} \left(\frac{E_\nu}{1\text{EeV}} \right)^{0,363} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{CN}(E_\nu) &\simeq 0.4 \times 10^{-32} \left(\frac{E_\nu}{1\text{EeV}} \right)^{0,363} \text{ cm}^2\end{aligned}$$

Ces paramétrisations sont basées sur des extrapolations des données disponibles. En effet, au fur et à mesure que l'énergie du neutrino incident augmente, c'est-à-dire que le

pouvoir de résolution Q^2 augmente, la distribution de l'énergie x portée par un constituant élémentaire d'un nucléon subit des modifications parce qu'on discerne de mieux en mieux sa structure. Expérimentalement, on mesure que cette énergie se distribue selon un nombre de plus en plus grand d'éléments. Ainsi, la valeur moyenne d'un élément diminue en même temps que la valeur moyenne de x . C'est exactement ce que prévoit la théorie des perturbations appliquée à la chromodynamique quantique, parce que ces modifications de la distribution en x sont produites par l'interaction des quarks et des gluons. Afin de faire évoluer les distributions dans un domaine du plan (x, Q^2) inexploré expérimentalement, la théorie dispose de deux procédés. Pour prédire les distributions vers des grandes valeurs de Q^2 , on dispose de la technique d'évolution DGLAP qui est stable et bien testée. En revanche, pour prédire les distributions pour des faibles valeurs de x , on dispose de la technique BFKL qui est moins stable. Les résultats sont cependant fiables à un facteur 2 près, en principe. La fraction d'énergie emportée par le lepton souffre de la même incertitude théorique.

Les sections efficaces mentionnées s'inscrivent dans le cadre des résultats de la distribution des partons CTEQ4-DIS. La dépendance en l'énergie de la fraction d'énergie emportée par le lepton utilisée dans toute cette étude est illustrée sur la figure 5.7, pour plusieurs valeurs de l'énergie du neutrino incident. Le changement de comportement par rapport à l'énergie du neutrino incident s'explique par la croissance de la distribution des quarks lorsque la fraction d'énergie du nucléon portée par un quark est petite.

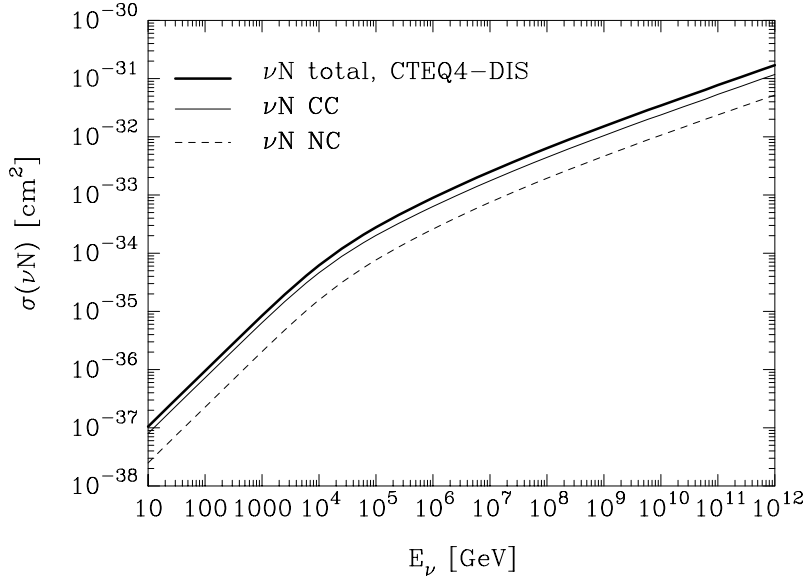


FIG. 5.6 – Section efficace extrapolée à ultra haute énergie de la diffusion profondément inélastique entre un neutrino et un nucléon, dans le cadre du modèle CTEQ4-DIS. D'après [69]

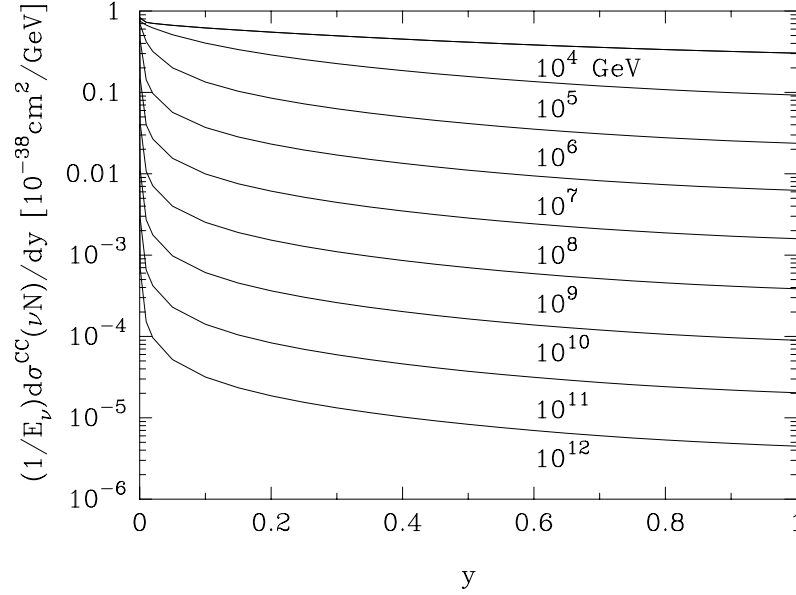


FIG. 5.7 – Fraction d'énergie emportée par le lepton dans le cadre du modèle CTEQ4-DIS dans une réaction de leptoproduction, pour plusieurs énergies du lepton incident. D'après [70]

Autour de 10 EeV, la probabilité d'interaction d'un neutrino dans l'atmosphère s'élève typiquement à $10^{-5}/\cos(\theta)$. Cet ordre de grandeur est très faible par rapport au taux d'événements global des RCUHE. Néanmoins, à grand angle, c'est-à-dire pour des angles zénithaux supérieurs à 70 degrés, cette faible probabilité d'interaction peut être mise à profit afin de discriminer clairement une gerbe initiée par un neutrino par rapport à une gerbe classique. Le bruit de fond que constitue les gerbes horizontales sous incidence rasante initiées par des primaires classiques peut être quantifié précisément en simulant les conditions de déclenchement des détecteurs Cerenkov pour un spectre donné, en fonction de l'énergie et en fonction de l'angle zénithal. Il ressort que l'acceptance du détecteur final $A(E)$ peut être paramétrisée entre 1 EeV et 10 EeV comme :

$$A(E) = 3200 \times 2\pi \int_{\theta > 70} d\theta \sin \theta \cos \theta \times \frac{A}{1 + (E_0/E)^\alpha}$$

où A , E_0 en EeV et α sont des constantes qui dépendent des conditions de déclenchement, comme par exemple le nombre minimal de détecteurs dans un événement. Le nombre d'événements $N(> E_{inf})$ par unité de temps s'estime alors en intégrant cette acceptance avec le spectre des rayons cosmiques :

$$N(> E_{inf}) = \int_{1 \text{ EeV}}^{10 \text{ EeV}} A(E) \frac{dN}{dE} dE$$

Ces taux sont reportés dans le tableau 5.1 pour 3 conditions de déclenchement, et pour

une paramétrisation du spectre entre 1 EeV et 10 EeV telle que :

$$\frac{dN}{dE} = 110 \left(\frac{1}{E} \right)^{3.2} \text{ km}^{-2} \text{ EeV}^{-1} \text{ an}^{-1} \text{ str}^{-1}$$

La fonction intégrée est représentée sur la figure 5.8 pour les 3 conditions de déclenchement.

taux (1 an)	nombre minimal de détecteurs	A	E_0	α
12000	3	1	2.6	4
3200	4	0.9	3.55	5.2
1500	5	0.8	4.45	6.5

TAB. 5.1 – Valeur des paramètres entrant dans l'acceptance des gerbes inclinées pour des primaires hadroniques.

Nous avons examiné en détails les caractéristiques des cascades de particules sous incidence rasante lorsqu'elles débutent dans la haute atmosphère dans le chapitre précédent. Rappelons que ces gerbes se manifestent au niveau du sol par un front de gerbe bien défini, et d'extension temporelle courte (quelques centaines de nanosecondes) puisque seule la composante muonique subsiste, tandis que la cascade électromagnétique est éteinte après que la gerbe a traversé l'équivalent de 2 atmosphères. En revanche, un neutrino peut interagir très profondément dans l'atmosphère. L'interaction d'un neutrino muonique n'est cependant guère intéressante, puisque les distances d'interaction et de désintégration du muon à ces énergies sont beaucoup trop grandes. Reste qu'un ν_e par exemple peut initier une gerbe « jeune », *mais* sous incidence rasante. La figure 5.9 illustre très schématiquement la différence qualitative entre une gerbe classique et une gerbe profonde. Le qualificatif « jeune » signifie ici que la gerbe comporte une composante électromagnétique, ce qui donne donc lieu au niveau du sol à un front de gerbe d'extension temporelle de plusieurs microsecondes, comme c'est le cas pour des gerbes sous incidence verticale. Le flux de particules en fonction du temps de passage du front et de la distance au cœur est illustré sur la figure 5.10 pour différents angles zénithaux. On voit clairement aussi bien dans les simulations que dans les premières données de l'expérience Auger la discrimination s'opérer dans les différents régimes.

Notons que l'incidence de ces gerbes jeunes permet que leur extension latérale déclenche de nombreux détecteurs même pour des énergies inférieures au seuil fixé par la géométrie de l'expérience, c'est-à-dire l'espacement entre les cuves. C'est un simple effet de projection. Le signal déclenché dans ces cuves Cerenkov suffit pour déterminer la direction de ces gerbes à partir des informations temporelles, exactement comme dans le cas de n'importe quelle gerbe. La reconstruction de l'énergie est en revanche plus problématique, puisque les méthodes basées sur la paramétrisation du flux de particules au niveau du sol ne s'appliquent pas dans ce cas.

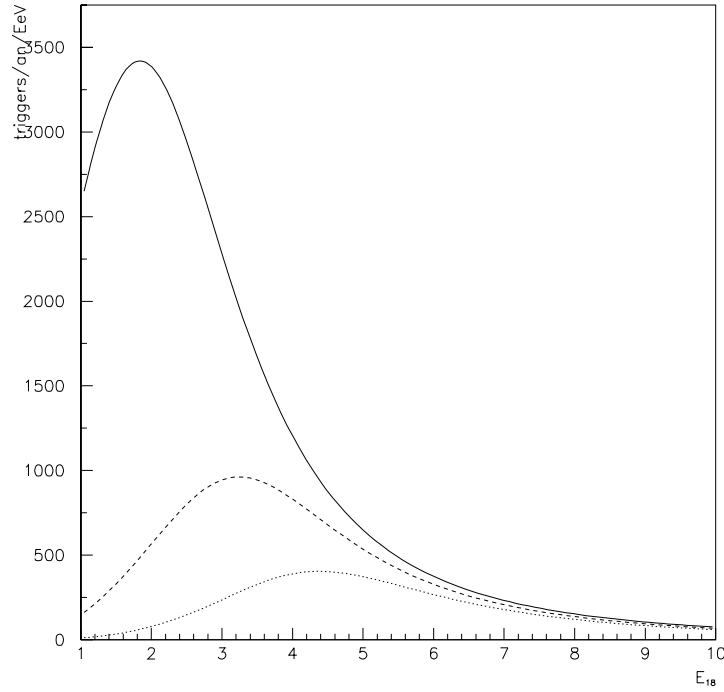


FIG. 5.8 – Nombre de déclenchements de gerbes d’angle zénithal supérieur à 70 degrés par an et par EeV en fonction de l’énergie. En trait plein, la condition globale de déclenchement nécessite au moins 3 stations locales au-dessus du seuil dans une configuration géométrique compacte, en trait pointillé, 4 stations puis 5.

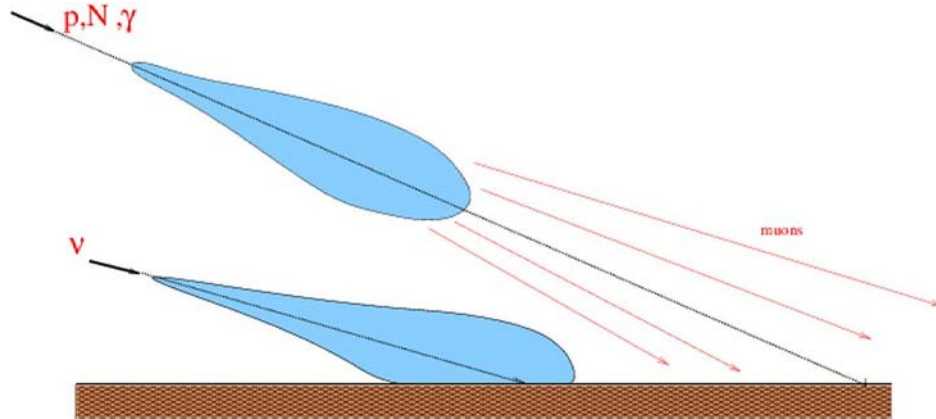


FIG. 5.9 – Vue d’artiste représentant qualitativement l’altitude de la première interaction dans l’atmosphère. Même à grand angle, si cette interaction a lieu bas, la composante électromagnétique de la gerbe peut être détectée, signant nettement un primaire de type neutrino.

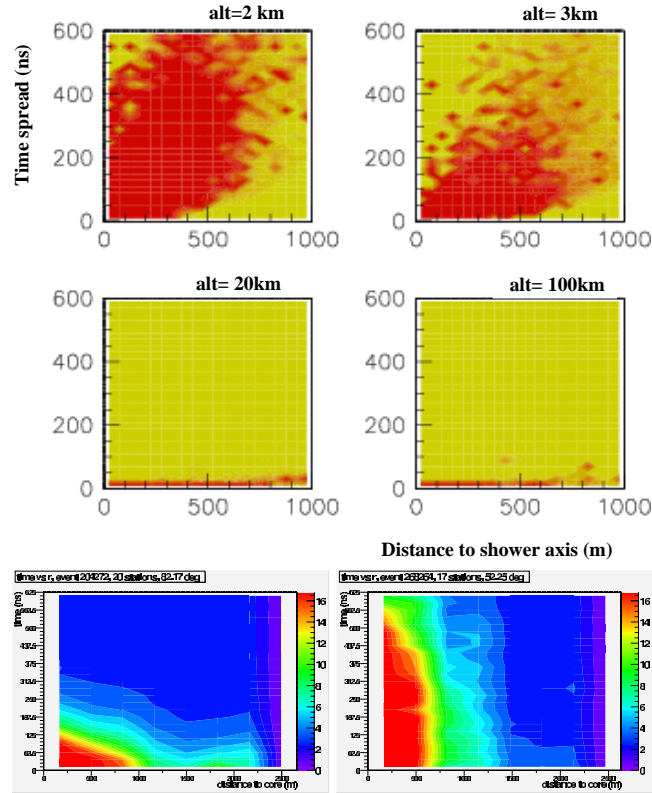


FIG. 5.10 – Signal local attendu en fonction de l'altitude d'interaction d'un *proton*. Chaque figure représente dans un plan temps-distance au cœur l'intensité du signal dans chaque cuve. En abscisse, la distance au cœur de la gerbe (en mètres) ; en ordonnée, le temps après le passage du front de gerbe. Pour une altitude basse, on distingue clairement le front de courbure, et le signal s'étend sur plusieurs microsecondes ; tandis que si l'interaction a lieu dans la haute atmosphère, le front de gerbe est plat et le signal se trouve réduit à quelques nanosecondes. En haut, signaux simulés ; en bas, signaux réels mais pour des énergies différentes puisque la statistique encore faible du jeune détecteur prototype Auger ne permet pas encore d'analyse pointue dans ce domaine.

Néanmoins, tout ce joli scénario ne s'avère que très peu efficace, et même si la discrimination entre les événements neutrinos et le bruit de fond est très claire, on ne s'attend qu'à quelques rares événements en plusieurs années d'opération d'un site géant comme Auger, ne laissant de chance de détection qu'aux modèles les plus prolixes [72]. Nous reviendrons sur la sensibilité du détecteur Auger à ce type d'événements, après avoir exposé un autre scénario de détection de neutrinos, bien plus efficace.

5.3.2 Interactions terrestres.

L'atmosphère n'est donc pas assez dense pour que la détection de neutrinos dans un détecteur comme Auger soit réaliste, ainsi devons nous changer de cible. Prendre la Terre comme cible peut aider à augmenter en efficacité. En effet, l'augmentation de la section efficace se traduit dans le fait que la longueur d'interaction L_{int} du processus considéré décroît comme :

$$L_{int} = \frac{1}{\rho(r)\mathcal{N}\sigma_{\nu N}(E_\nu)}$$

où ρ est la densité de nucléons dans le milieu cible et \mathcal{N} le nombre d'Avogadro. Avec une bonne approximation, la Terre peut être considérée comme une boule sphérique comportant une structure interne dense, où plusieurs couches s'imbriquent les unes dans les autres, tandis que les couches les plus externes se décrivent assez bien avec une paramétrisation de la densité de nucléons constante :

$$\rho(r) = 2.15 \text{ g/cm}^3$$

Sous une incidence zénithale inclinée ($\cos \theta < 0.08$), la distance de croûte terrestre $d(\theta)$ à traverser

$$d(\theta) \simeq 13000 \cos \theta \text{ km}$$

est du même ordre de grandeur que la longueur d'interaction d'un neutrino qui est de $300 E_{18}^{-0.36}$ km. On commence donc à entrevoir l'objectif d'augmenter la densité de la cible pour détecter les neutrinos, puisqu'une fine croûte terrestre cesse effectivement d'être transparente pour ces projectiles à ultra haute énergie. Cette coïncidence numérique est à peu près sans intérêt pour les deux premières familles de neutrinos, puisqu'une interaction créant un électron ou un muon n'aiderait en rien la détection des neutrinos primaires. En effet, la propagation d'un électron dans la Terre est instantanément éteinte par la formation d'une cascade qui rayonne dans le milieu en question et ne s'échappe pas ; tandis que l'échappement d'un muon du milieu n'engendre pas dans l'atmosphère de cascade de particules s'étalant assez dans l'espace pour donner lieu à toute détection de gerbe. En revanche, l'échappement d'un tau dont le temps de vie τ_τ est plus court que celui du muon τ_μ d'un facteur proportionnel au rapport des masses des particules à la puissance 5 :

$$\tau_\tau = \tau_\mu \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5$$

souligne la coïncidence numérique d'une manière remarquable, puisque dans le référentiel de l'observateur, la longueur de désintégration du tau $L_\tau^{des} = 50(E/1 \text{ EeV}) \text{ km}$ permet

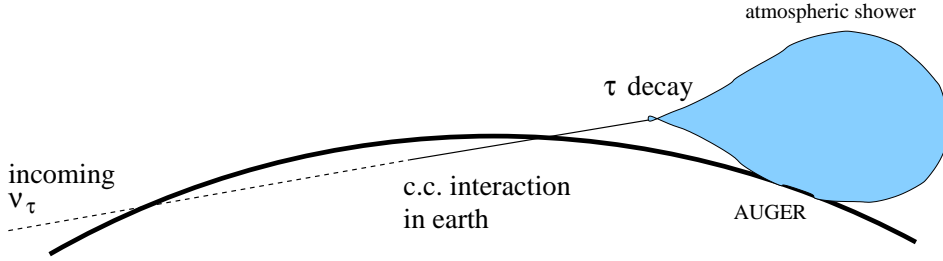


FIG. 5.11 – Chaîne de leptoproduction et de désintégration d'un lepton tau dans la Terre, pouvant conduire à une gerbe ascendante détectable.

d'envisager la formation d'une gerbe atmosphérique à basse altitude comme la figure 5.11 le représente schématiquement.

Ce scénario dessiné ici repose donc sur la possibilité pour le lepton tau de pouvoir s'échapper de la Terre sans subir trop d'interactions catastrophiques. Mathématiquement, l'inclusion de tous les processus amenant la création d'un tau en sortie de la Terre à partir d'un flux de neutrinos en entrée, et tenant compte de toutes les réactions que doivent subir les particules pendant leur voyage, conduit à un système d'équations de transport. Le problème est essentiellement unidimensionnel. Représentons par $F_{\nu_\tau}(E, X)$ le flux pénétrant de neutrinos à une épaisseur X , et par $F_\tau(E, X)$ le flux sortant de tau qu'il faut calculer. L'équation de transport qu'il s'agit de résoudre pour connaître le flux de particules ν_τ à une profondeur X est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_{\nu_\tau}(E, X)}{\partial X} = & -\frac{F_{\nu_\tau}(E, X)}{\lambda_{\nu_\tau}(E)} \\ & + \int_E^\infty dE_y \left[\frac{F_{\nu_\tau}(E_y, X)}{\lambda_{\nu_\tau}(E_y)} \right] \frac{dn}{dE} \times \text{Prob}(\nu_\tau N \rightarrow \nu_\tau X; E_y, E) \\ & + \int_E^\infty dE_y \left[\frac{F_\tau(E_y, X)}{\rho_\tau^{des}(E_y)} \right] \frac{dn}{dE} \times \text{Prob}(\tau \rightarrow \nu_\tau X; E_y, E) \\ & + \int_E^\infty dE_y \left[\frac{F_\tau(E_y, X)}{\lambda_\tau(E_y)} \right] \frac{dn}{dE} \times \text{Prob}(\tau N \rightarrow \nu_\tau X; E_y, E) \end{aligned}$$

Le premier terme représente les pertes d'énergie des neutrinos ν_τ lors de leurs interactions, le deuxième est dû à la régénération de neutrinos par courant neutre, le troisième est la régénération de neutrinos suite aux désintégrations des taus, et le dernier est dû aux interactions des tauons. Les notations $\lambda_i(E)$ et ρ_τ^{des} désignent les longueurs d'interaction et respectivement de désintégration des particules pour les processus considérés. Elles sont définies comme :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_{\nu_\tau}} &= \sum_T N_T \sigma_{\nu T}^{tot}(E) \\ \rho_\tau^{des}(E, X) &= L_\tau^{des}(E) \rho(X) \end{aligned}$$

De même, l'équation de transport qu'il s'agit de résoudre pour connaître le flux de

particules τ à une profondeur X est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_\tau(E, X)}{\partial X} &= -\frac{F_\tau(E, X)}{\lambda_\tau(E)} \\ &- \frac{F_\tau(E, X)}{\rho_\tau^{des}(E, X)} \\ &+ \int_E^\infty dE_y \left[\frac{F_{\nu_\tau}(E_y, X)}{\lambda_{\nu_\tau}(E_y)} \right] \frac{dn}{dE} \times \text{Prob}(\nu_\tau N \rightarrow \tau X; E_y, E) \end{aligned}$$

Les processus entre lepton et nucléon qui contribuent au terme de pertes du tau proviennent de deux catégories. L'une d'elles est purement électrodynamique. Le nucléon est alors traité d'une manière cohérente et reste intact après la réaction. C'est le cas du *Bremsstrahlung* et de la production de paires. L'autre type de réaction est la diffusion profondément inélastique, où l'on est cette fois sensible à la structure interne du nucléon. La collision intervient par l'intermédiaire d'un boson virtuel (photon, boson Z^0 ou W^\pm) et se sépare en deux parties : la production et la propagation du boson virtuel sont décrites par la théorie électrofaible, alors que l'interaction entre le boson et le nucléon nécessite en plus de la physique électrofaible une description faisant appel à la chromodynamique quantique. Le boson, de virtualité Q^2 , voit un nucléon, de vitesse $\simeq c$, qui subit une forte contraction relativiste. Le temps du nucléon est alors dilaté, ce qui entraîne un gel des configurations des champs de quarks, et ainsi des inhomogénéités de charge électrique. Le nucléon est donc sondé par le boson virtuel à l'échelle Q^2 , ce qui détermine sa résolution transverse. Les prédictions des sections efficaces basées sur ces modèles sont donc des paramétrisations incertaines dans les domaines du plan $(x - Q^2)$ qui ne sont pas couverts par les expériences sur accélérateur.

Une façon de tenir compte de tous ces processus pendant une distance traversée élémentaire consiste à calculer la perte totale $-dE/dX$:

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = \alpha + \frac{N}{A} E \int_0^1 dy y \frac{d\sigma_{tot}}{dy}$$

Le premier terme tient compte des pertes par ionisation du milieu et est négligeable à partir de 100 GeV. Le second somme tous les processus élémentaires :

$$\beta(E) = \frac{N}{A} \int_0^1 dy y \frac{d\sigma(E, y)}{dy}$$

Les contributions à $\beta(E)$ des processus électromagnétiques peuvent être facilement déduits des résultats connus pour le muon en le multipliant par le rapport des masses élevé à la puissance adéquate, conduisant aux valeurs :

$$\beta_{Brem}(E) = 0.08 \times 10^{-7} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$$

$$\beta_{PP}(E) = 1.4 \times 10^{-7} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$$

Ces valeurs conduisent à des valeurs de la distance d'atténuation $\xi = (\rho \sum \beta_i)^{-1}$ de l'ordre de 30 km. Le processus de diffusion profondément inélastique est sujet à des incertitudes théoriques, nous l'avons vu, qui se reflètent dans la possibilité de plusieurs valeurs de $\beta_{DIS}(E)$. Les choix effectués pour mener cette étude ont été de considérer trois possibilités à propos de cette contribution :

- la négliger
- prendre le modèle amenant des pertes maximales
- prendre un modèle intermédiaire

Le modèle qui donne le plus de pertes réduit la longueur d'atténuation à 6 km, infligeant de sévères contraintes sur la possibilité pour le tau de sortir de la Terre avec une énergie assez élevée. Les trois contributions sont représentées sur les figures 5.12. On voit que le Bremsstrahlung qui domine les pertes du muon est plus faible que la création de paires dans le cas du tau. On voit aussi surtout le désaccord théorique entre les deux modèles choisis dans cette étude concernant la diffusion inélastique.

Pour résoudre l'équation de transport écrite plus haut avec tous les ingrédients rassemblés, une méthode Monte-Carlo a été développée, dans la géométrie dessinée sur la figure 5.13. La méthode employée a été d'évaluer toutes les probabilités des processus stochastiques à chaque pas élémentaire, et de les simuler à partir des paramétrisations CTEQ4-DIS données plus haut, notamment la distribution de la fraction d'énergie emportée par le fermion. Les pertes d'énergie continues du lepton tau sont prises en compte à chaque pas, tandis que sa désintégration est simulée à partir des contraintes cinématiques.

Chaque lepton tau sortant de la Terre est ensuite désintégré selon les branchements les plus probables : $e, \mu, \pi, \pi\pi^0, \pi\pi^+\pi^-, \pi\pi^0\pi^0, \pi\pi^+\pi^-\pi^0, \pi\pi^0\pi^0\pi^0$. Le canal du muon, probable dans 17% des cas, n'est guère intéressant, ne donnant pas naissance à une gerbe. Les effets de polarisation ont été négligés. La figure 5.14 montre que les courbes d'isodensité de particules au niveau du sol ne sont pas radicalement différentes pour une désintégration dans un canal électromagnétique ou hadronique après que toute la gerbe a été simulée avec le programme AIRES. La réponse des détecteurs à ces courbes d'isodensité a aussi été simulée afin de calculer précisément l'acceptance du détecteur géant constitué de 1600 cuves. Les conditions de déclenchement global sont ensuite testées à partir des signaux de chaque cuve. Ces conditions sont de rassembler dans une configuration relativement compacte géométriquement au moins 4 cuves possédant un signal seuil de 4 VEM dans une fenêtre temporelle de 20 μ s. La figure 5.15 illustre une de ces configurations pour un tauon de 3.63×10^{17} eV, où une dizaine de stations ont été déclenchées.

Il ressort de cette étude que la probabilité de détection d'une gerbe dépend essentiellement de l'altitude sous laquelle le tau se désintègre ainsi que du développement latéral maximal de la gerbe plutôt que des conditions exactes de déclenchement. Ceci permet de ne calculer des surfaces équivalentes de détection qu'en fonction de l'altitude de désintégration et de l'énergie initiale du tau, comme l'illustrent les courbes d'efficacité de la figure 5.16 qui ne font pas apparaître de différences flagrantes en fonction des conditions de déclenchement.

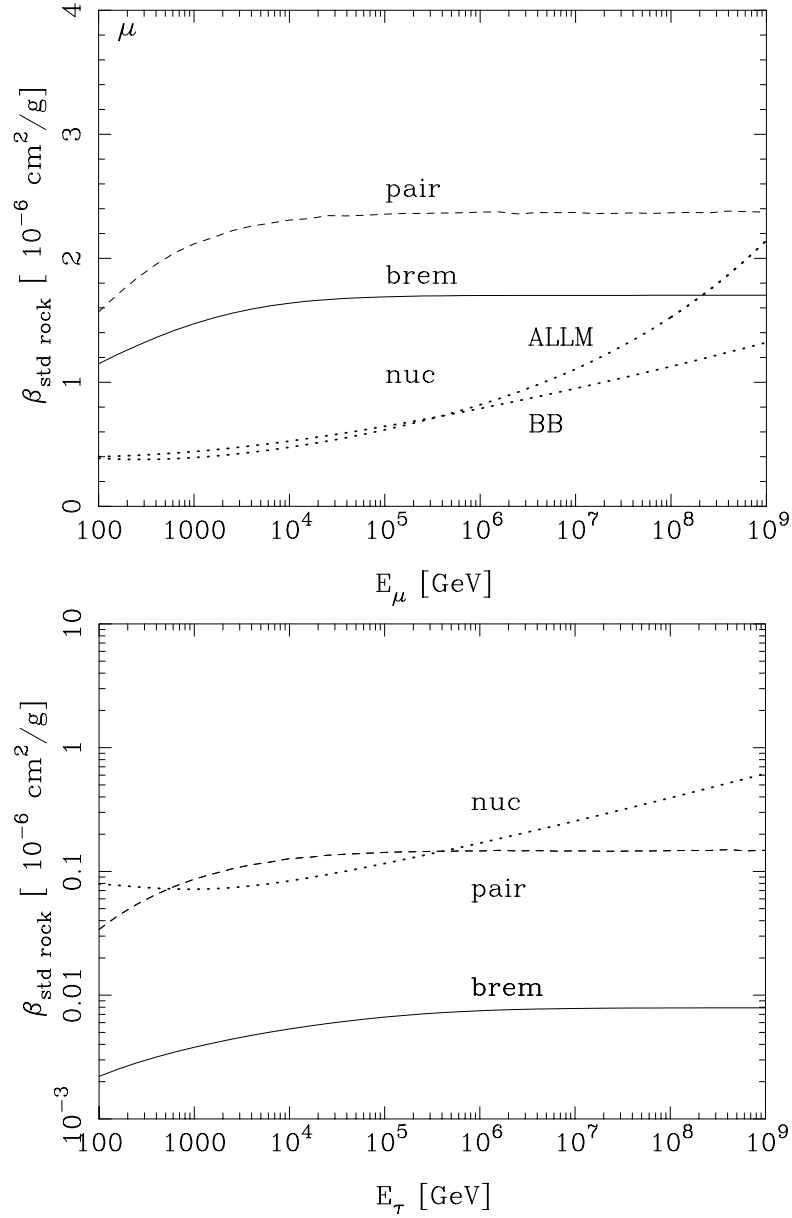


FIG. 5.12 – Valeur de β dans la roche pour les processus de Bremsstrahlung (trait plein), de production de paires (trait hachuré) et d'interactions profondément inélastique (trait pointillé) pour deux modèles différents. On voit clairement le désaccord à ultra haute énergie dans ce dernier cas. En haut, valeurs pour le muon ; en bas, valeurs pour le tau. D'après [71].

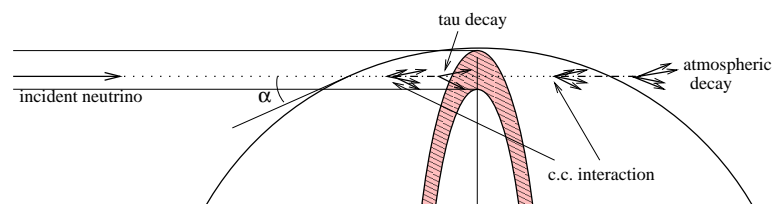


FIG. 5.13 – Géométrie adoptée pour résoudre l'équation de transport dans le programme Monte-Carlo.

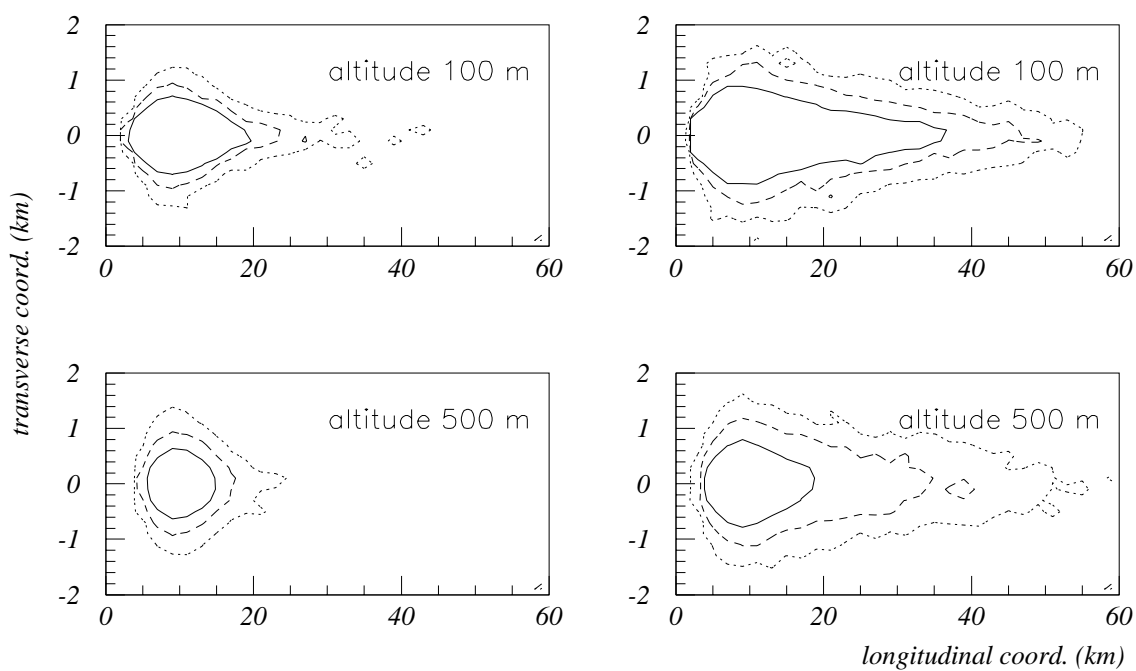


FIG. 5.14 – Courbes d'isodensité en coordonnées transverses. Les détecteurs situés à l'intérieur des courbes fermées peuvent déclencher, aux fluctuations de Poisson près lors de l'échantillonnage du flux de particules traversant chaque surface effective d'une cuve Cerenkov. A gauche, les courbes sont obtenues pour une désintégration dans un canal électromagnétique ($e\nu_e\nu_\tau$) ; à droite, la désintégration est hadronique ($\pi\nu_\tau$)

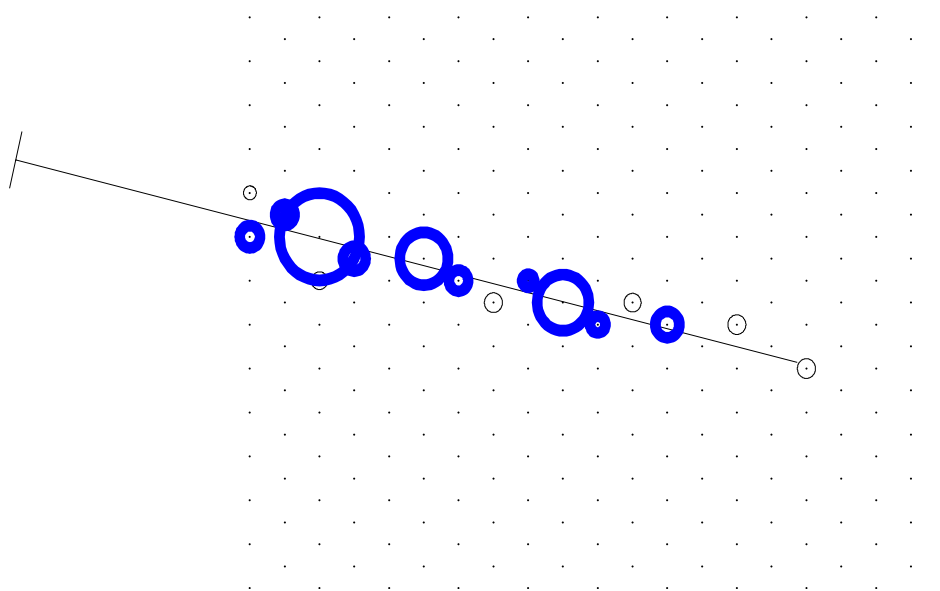


FIG. 5.15 – Réponses des détecteurs après échantillonnage du flux de particules traversant chaque surface effective d'une cuve Cerenkov pour un tauon d'énergie 3.63×10^{17} eV. Chaque cercle centré sur une cuve est proportionnel à l'intensité du signal de la cuve. Les valeurs des signaux intégrés vont de 4 VEM à 100 VEM sur cet exemple.

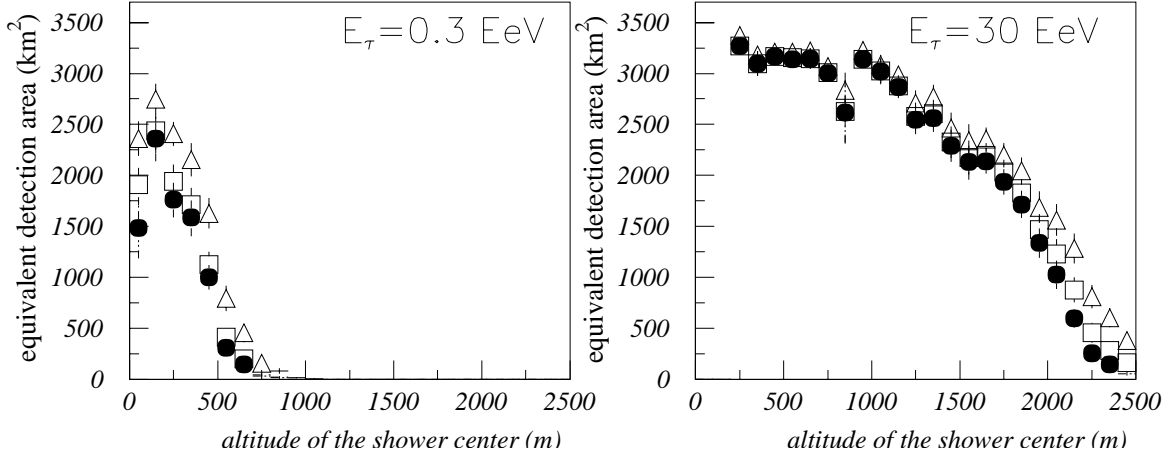


FIG. 5.16 – Surfaces équivalentes de détection des gerbes de tau moyennées sur tous les canaux de désintégration en fonction de l'altitude de désintégration du tau. Les divers symboles représentent plusieurs conditions de déclenchement, qui ne sont visiblement que très peu pertinentes.

La reconstruction angulaire de ces gerbes ascendantes se fait à partir des informations temporelles des cuves. La précision azimutale est de l'ordre de 1 degré, tandis que la précision zénithale est plus problématique puisqu'une surface de détecteurs est en fait sensible à $\sin \theta$. Néanmoins, ces événements ascendants ne sont probables que pour $90 < \theta < 95$ degrés. Il est ainsi possible d'isoler ces gerbes ascendantes des gerbes horizontales (figure 5.17). La reconstruction de l'énergie est elle encore plus délicate et des études sont nécessaires à ce niveau. Les principales inconnues pour cette estimation de l'énergie sont l'énergie manquante partant sous forme de neutrino lors de la désintégration du tau, l'altitude de la désintégration du tau et le nombre d'interactions dans la Terre du neutrino initial.

5.3.3 Calcul de la sensibilité et taux d'événements.

Toute la chaîne de la simulation permet in fine de calculer des courbes d'efficacité, c'est à dire des surfaces équivalentes de détection en fonction de l'altitude du coeur de la gerbe et des énergies incidentes. Cette efficacité est à mettre en relation avec l'acceptance A_{eff} de l'observatoire pour ces événements. Le taux d'événements tombant sur une surface A est simplement le taux d'événements traversant toute la Terre pondéré par un facteur $A/4\pi R_T^2$ où R_T est le rayon de la Terre. Ce taux évalué à partir d'un flux unidirectionnel traversant une section πR_T^2 est à multiplier par un facteur 4π comme simple résultat d'une intégration sur toutes les directions du ciel. Ainsi, l'acceptance doit être définie comme :

$$\begin{aligned}
 A_{eff} &= 4\pi \pi R_T^2 \sin^2 \alpha_m \frac{A}{4\pi R_T^2} \frac{N_{acc}}{N_{sim}} \\
 &= \pi A \sin^2 \alpha_m \frac{N_{acc}}{N_{sim}}
 \end{aligned}$$

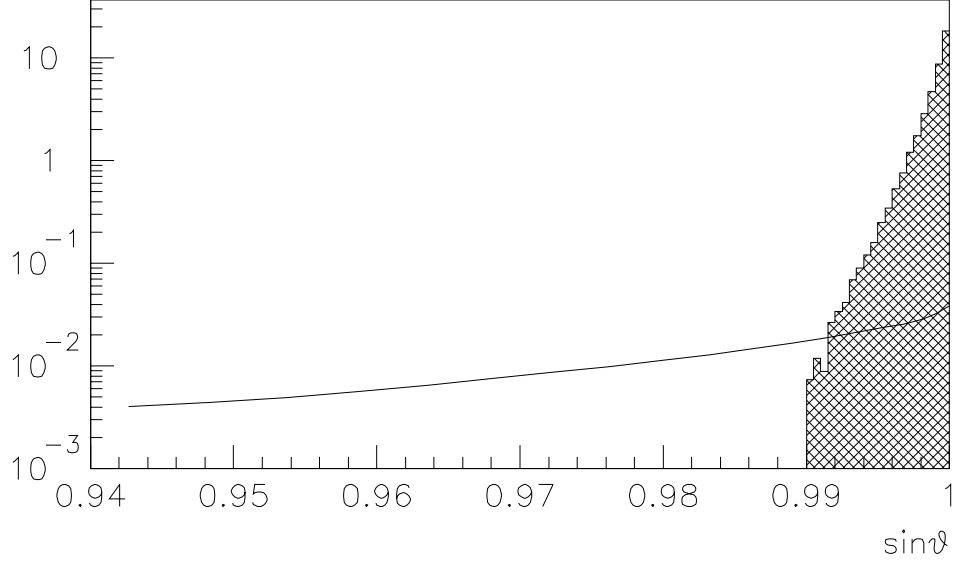


FIG. 5.17 – Distribution de $\sin \theta$ des événements acceptés pour les interactions atmosphériques en trait plein et pour les interactions terrestres sous la surface hachurée.

où N_{sim} est le nombre total de neutrinos incidents simulés, N_{acc} est le nombre d'événements acceptés par toute la chaîne de la simulation, et α_m est l'angle ascendant maximal simulé, au-delà duquel les gerbes ne toucheraient pas le sol. Cette acceptation est tracée sur la figure 5.18 pour les trois modèles d'interaction profondément inélastique du lepton tau.

Il est alors loisible de calculer le nombre d'événements par unité de temps¹ :

$$\frac{dN_{acc}}{dt} = \int_{E_1}^{E_2} f(E) A_{eff}(E) dE$$

où $f(E)$ est le flux de neutrinos incidents. Ces taux d'événements sont donnés dans le tableau 5.2, pour une période de détection d'un an pour différents flux possibles et pour différentes contributions de diffusion profondément inélastique du lepton τ pendant son voyage dans la Terre. Ces calculs supposent une distribution uniforme de sources dans le ciel.

¹Notons tout de même que la conversion directe de l'acceptation en taux d'événements n'est valable que pour une distribution de sources uniforme. Dans le cas contraire, une étude précise de la couverture du ciel de l'observatoire est nécessaire.

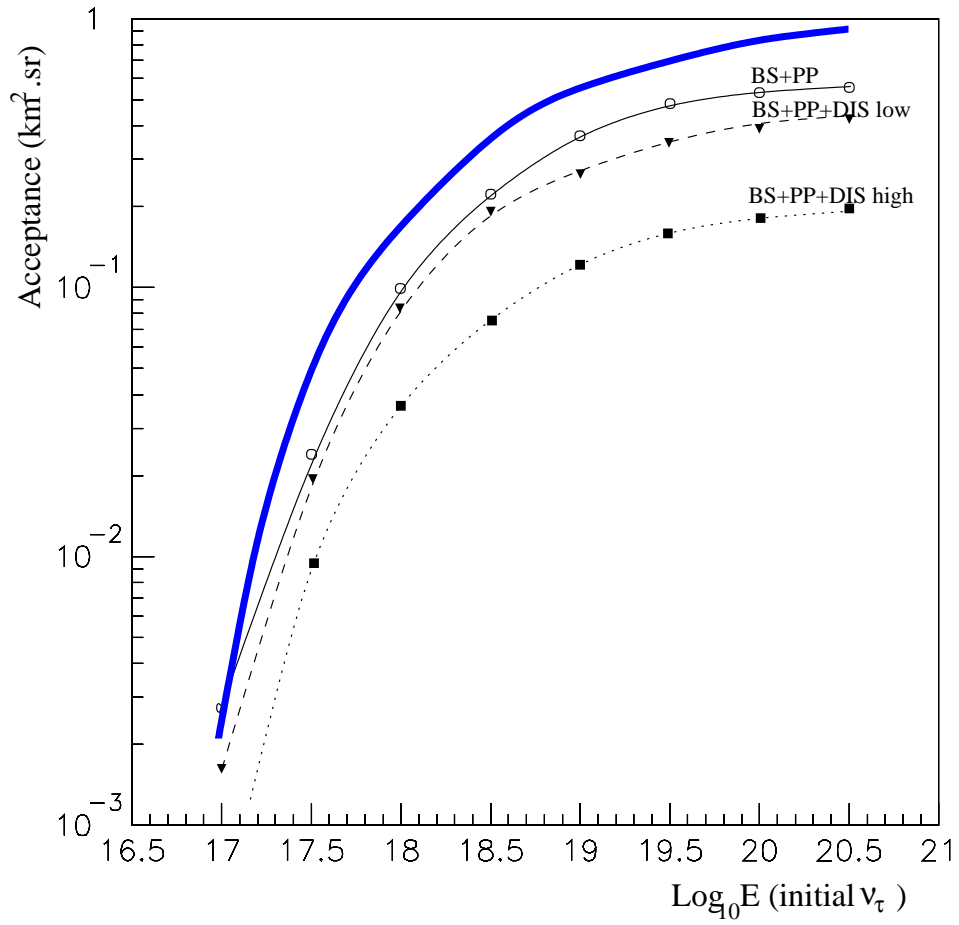


FIG. 5.18 – Acceptance du détecteur Auger aux événements ν_τ , en $\text{km}^2 \cdot \text{sr}$. Les divers courbes correspondent aux modèles de diffusion profondément inélastiques discutés concernant les pertes d'énergie du lepton τ . La courbe en trait plein est une estimation analytique qui ne tient pas compte des pertes.

DIS	AGN-1	TD	GRB	GZK	AGN-2
aucun	27.0	2.3	0.5	1.7	2.9
faible	24.0	1.8	0.4	1.5	2.5
fort	10.0	0.8	0.2	0.6	1.1

TAB. 5.2 – Nombre d'événements attendus par an pour les différents modèles de flux et pour différentes contributions de pertes d'énergie du tau dans la matière par interaction photonucléaire.

Le taux d'événements $I_{10}(E)$ par an et par décade d'énergie est défini par

$$\begin{aligned}
 I_{10}(E) &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\int_{E-\epsilon}^{E+\epsilon} f(e) A_{eff}(e) de}{\log_{10} \left(\frac{E+\epsilon}{E-\epsilon} \right)} \\
 &= \ln 10 E f(E) A_{eff}(E)
 \end{aligned}$$

On définit alors la sensibilité de l'observatoire comme le flux de neutrinos nécessaire pour obtenir un événement par an et par décade d'énergie. C'est la courbe telle que $I_{10}(E) = 1$.

En adoptant cette définition, on peut directement obtenir le nombre d'événements détectés en un an en mesurant la surface comprise entre une sensibilité et un flux. Cette sensibilité est présentée sur la figure 5.19 en trait plein pour les interactions atmosphériques et en surface hachurée pour les interactions terrestres, selon les modèles de diffusion inélastique. Comme annoncé précédemment, le scénario des interactions terrestres se révèle beaucoup plus efficace que celui des interactions atmosphériques même dans le cas des pertes les plus importantes du tau dans la Terre.

5.4 Au-delà du modèle standard.

De nombreux auteurs ont avancé que la section efficace de la réaction νN pourrait subir une forte augmentation par rapport à sa valeur calculée dans le cadre du modèle standard lorsque l'énergie dans le centre de masse dépasse l'échelle électrofaible. De nombreuses questions sur la viabilité des modèles employés agitent les débats, et nous n'entrerons pas ici dans les interprétations de ces théories. Nous choisissons plutôt de tirer les enseignements qui peuvent être déduits à partir des taux d'événements éventuellement observés à l'avenir dans le cas des gerbes horizontales et ascendantes initiées par des neutrinos. Tout ceci suppose la connaissance parfaite des flux de neutrinos traversant la Terre.

Quelle que soit son origine, une augmentation de cette section efficace implique une augmentation proportionnelle du taux d'événements du type atmosphérique, c'est-à-dire

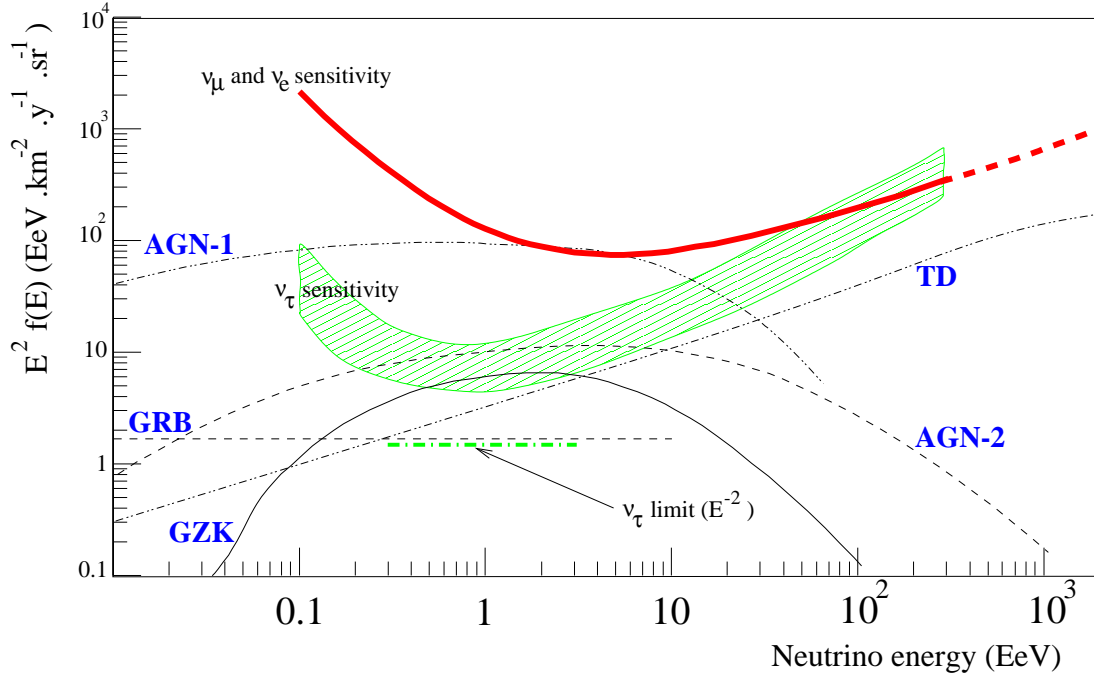


FIG. 5.19 – Flux de neutrinos et d’anti-neutrinos τ et muoniques provenant de sources diverses dans l’hypothèse d’oscillation des neutrinos avec angle maximal. La ligne pleine est la sensibilité aux interactions des neutrinos ν_e et ν_μ dans l’atmosphère, tandis que la surface hachurée est celle des interactions des neutrinos ν_τ dans la Terre. Il s’agit pour les ν_τ d’une surface plutôt que d’une courbe en raison des diverses paramétrisations possibles des interactions du lepton τ dans la Terre. Tout flux situé au-dessus des sensibilités permet la détection certaine de neutrinos en quelques années. Est aussi représentée la limite en flux (90% C.L.) que l’expérience Auger imposerait en cas d’absence de ce type d’événement pendant 5 ans. Publié dans [73]

le taux d'événements horizontaux provenant des interactions des neutrinos dans l'atmosphère. Ceci est simplement dû au fait que la probabilité d'interaction du neutrino dans l'atmosphère est très petite. En revanche, la situation est loin d'être évidente dans le cas des interactions terrestres, puisque nous avons vu que cette probabilité est proche de 1 sous certaines incidences et à certaines énergies. En fait, le point le plus délicat dans ce scénario est qu'il ne se produit pas nécessairement qu'une seule interaction. Ainsi, augmenter la section efficace ne fait qu'augmenter le nombre d'interaction de la chaîne envisagée, et a pour principale conséquence d'atténuer l'énergie du lepton tau sortant. La figure 5.20 trace l'acceptance de l'observatoire en ayant fait tourner le code avec un facteur multiplicatif 3 et 5 sur la section efficace de la leptoproduction, et ne fait pas ressortir de changement significatif par rapport aux résultats obtenus dans le paragraphe précédent. Ceci montre donc que la compétition entre la section efficace et l'atténuation du lepton tau produit plus tôt et interagissant lui aussi plus tôt n'affecte pas d'une manière remarquable les taux d'événements.

5.5 Conclusion.

Par une remarquable coïncidence, l'observatoire Auger se trouve être d'une grande efficacité pour la détection de neutrinos dans la gamme d'énergie 1-100 EeV, qui est très exactement celle de la problématique GZK. Cet observatoire est en fait le télescope à neutrinos d'ultra haute énergie le plus compétitif. En même temps qu'une sonde unique des sources de rayons cosmiques, les neutrinos pourraient se révéler être les seules particules d'origine cosmologique, ouvrant ainsi une nouvelle fenêtre sur l'astronomie.

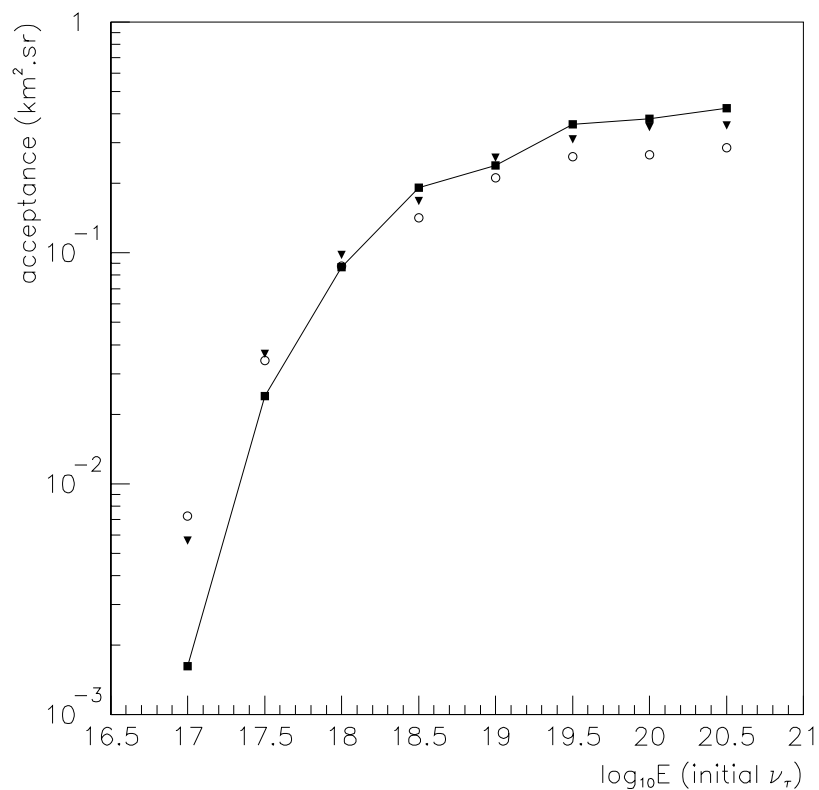


FIG. 5.20 – Acceptance de l’observatoire aux événements neutrinos ascendants en « gonflant » artificiellement la section efficace du neutrino par un facteur 3 par rapport à sa valeur dans le modèle standard (ronds vides) ou un facteur 5 (triangles pleins), et dans le cas du modèle de pertes faibles du lepton tau par diffusion profondément inélastique. L’augmentation du nombre d’interactions « compense » l’augmentation de la section efficace, si bien que les résultats du paragraphe précédent (rappelés par les carrés pleins reliés) restent applicables.

Chapitre 6

Analyse des Données du Réseau Prototype.

Le prototype de l'expérience Auger a permis une prise continue de données durant l'année 2002. Trois périodes de fonctionnement simultané des télescopes de fluorescence et des cuves Cerenkov ont permis la collection d'une centaine d'événements hybrides pendant les nuits les moins éclairées de janvier, février et mars. Même si les données obtenues avec le prototype pendant une année ne peuvent apporter aucune information concernant le spectre à ultra haute énergie, elles permettent néanmoins de procéder à quelques analyses préliminaires, qui sont l'objet de ce chapitre. Prévenons d'entrée que nous ne nous intéressons ici qu'aux données du réseau de surface.

6.1 Introduction.

6.1.1 Géométrie du réseau de surface prototype

Initialement, le réseau prototype devait couvrir 1/40 du réseau total, et sa géométrie devait être celle d'un hexagone. Pour des raisons liées à la difficulté du déploiement de certaines cuves dans des zones inondées, l'hexagone prévu a finalement glissé vers la forme représentée sur la figure 6.1. A la vue de cette figure, il est clair que les effets de bords dominant.

Dans la région centrale de la figure 6.1, signalée par l'intersection des lignes pointillées, on distingue que certaines cuves sont plus rapprochées les unes des autres. Cette disposition permet d'être sensible à des gerbes de plus basse énergie, ce qui est utile pour l'étalonnage des détecteurs. Il se trouve aussi un doublet de cuves espacées de dix mètres seulement, qui permet des tests d'horloge et là encore d'étalonnage.

Il a été décidé que le repérage dans l'espace des cuves devait se faire en utilisant le système de coordonnées UTM, pour *Universal Transverse Mercator*. Il s'agit d'un système qui opère une projection conforme de la surface du globe terrestre sur une section d'un

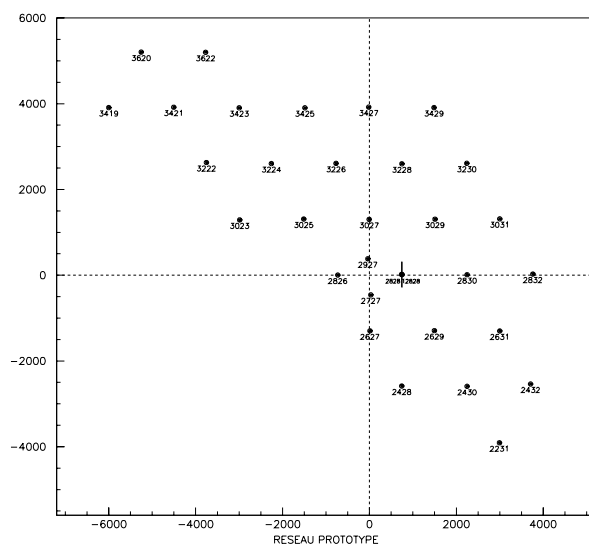


FIG. 6.1 – Le réseau de surface prototype de l’expérience Auger. La forme globale rend les effets de bords dominants.

cylindre qui encercle le méridien central de zones découpées en longitude et latitude. En superposant une grille à cet ensemble de projections dont les lignes verticales sont alignées avec le méridien central, on obtient le système UTM qui exprime les distances en mètres vers l’Est et le Nord. Ces deux coordonnées portent le nom d’*easting* et de *northing*, qui sont définies comme :

- **Eastings** : Cette grandeur est définie par rapport au méridien central de la zone considérée. On assigne par convention à ce méridien central la valeur de 500 000 mE (pour mètres Easting) de sorte qu’un easting nul ne se produise jamais, parce que les zones en longitude sont découpées par tranches de 6° et que la distance maximale qu’il est possible d’atteindre dans une zone est de $\pm 337\,000$ mE. Cette fenêtre varie selon la zone considérée.
- **Northings** : Cette grandeur est mesurée par rapport à l’équateur. Le northing de l’équateur est nul pour les positions situées vers son Nord, tandis qu’il vaut 10 000 000 mN (pour mètres Northing) pour les positions situées vers son Sud. Afin d’éviter toute confusion pour les nombres qui se confondent, une lettre indiquant le Nord ou le Sud accompagne la valeur du Northing.

La dimension actuelle du réseau prototype permet de négliger les corrections qu’il faut apporter pour revenir à un système cartésien à partir du système UTM. Il est aussi confortable de négliger la différence entre les « vrais mètres » et les « mètres UTM » puisque cette différence est de l’ordre de 6×10^{-4} [75]. Dans toute la suite, les positions exprimées sont donc considérées dans un système cartésien, en utilisant les coordonnées UTM des stations locales.

6.1.2 Des conditions de déclenchement permissives.

Nous avons vu dans le chapitre 2 le mode de fonctionnement de l'acquisition des données de l'expérience Auger. Les conditions de déclenchement ont évolué au fil des mois. Alors qu'elles étaient réglées au départ pour remplir la bande passante disponible pour tester techniquement le flot des données, elles sont devenues de moins en moins permissives. En plus de ce caractère permissif, chaque déclenchement engendré par une coïncidence spatio-temporelle d'une configuration de cuves ne s'accompagne pas seulement d'une requête vers les stations concernées, mais *concerne l'ensemble de la trentaine de cuves* dans la fenêtre temporelle souhaitée. Ainsi, lors d'une coïncidence, chaque cuve se voit demandée de rechercher dans sa mémoire locale les traces FADC éventuellement enregistrées pendant la fenêtre en temps, qu'elle soit ou non concernée par la coïncidence. Rappelons que ces coïncidences sont construites à partir d'une vingtaine de traces sélectionnées par chaque station locale alors qu'elles en enregistrent une centaine. Il est donc possible de récupérer par ce procédé des traces écartées localement de la sélection mais ayant trait à la coïncidence observée. Cet ajout de stations supplémentaires amène tout aussi bien des signaux appartenant aux événements physiques que des signaux fortuits.

Un des premiers objectifs est donc de savoir différencier les coïncidences physiques des coïncidences fortuites formant le bruit de fond.

6.1.3 Ambitions de l'analyse.

On ne peut attendre aucun résultat de la physique des rayons cosmiques avec ce réseau prototype. Le but se situe plutôt dans la recherche de la séparation des événements de physique et des coïncidences fortuites. Cette recherche va nous permettre de mettre en avant des algorithmes robustes, et de montrer la qualité des données. Après avoir développé la méthode de la reconstruction angulaire dans le paragraphe 2, nous verrons notamment que les critères permettant de décider de la qualité des directions reconstruites écartent dans le même temps les événements douteux quand on essaie d'estimer l'énergie des primaires. Cette recherche de l'énergie est très étroitement liée à l'ajustement du profil latéral de la gerbe (paragraphe 4). Enfin, la question importante de la détection de multiplets est abordée dans le dernier paragraphe.

6.2 Reconstruction angulaire.

6.2.1 Méthode générale.

La reconstruction angulaire ne nécessite que les informations concernant la géométrie et le temps, c'est-à-dire les positions des stations et les temps de déclenchements. Comme dans les chapitres précédents, les notations θ et ϕ désignent respectivement les angles zénithaux et azimutaux des gerbes. Il est utile de définir les cosinus directeurs u et v de

la gerbe :

$$\begin{aligned} u &= \sin \theta \cos \phi \\ v &= \sin \theta \sin \phi \end{aligned}$$

L'hypothèse de base consiste à considérer que le front de la gerbe est, en première approximation, un plan se déplaçant à la vitesse de la lumière. Les temps de déclenchement des stations \bar{t}_i doivent donc pouvoir s'ajuster sur la relation :

$$c\bar{t}_i = cT_0 - ux_i - vy_i - \sqrt{1 - u^2 - v^2}(z_i - z_0)$$

où T_0 est le temps d'arrivée du cœur de la gerbe sur le sol, c la vitesse de la lumière et x_i, y_i, z_i les coordonnées des stations. Notons que le terme $(z_i - z_0)$ est petit par rapport aux écarts x_i et y_i et peut donc être omis dans un premier temps. Le temps mesuré du signal d'une station, t_i^{obs} , est supposé suivre une loi de distribution gaussienne $f(t_i^{obs})$ dont la largeur σ_i est fixée par la résolution des récepteurs GPS et la valeur moyenne est \bar{t}_i :

$$f(t_i^{obs}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp \left(- \left(\frac{t_i^{obs} - \bar{t}_i}{\sigma_i} \right)^2 \right)$$

Ainsi, dès que le nombre de stations déclenchées est supérieur à trois (et qu'elles ne sont pas alignées), il est possible d'ajuster les paramètres de la gerbe de sorte à maximiser la fonction de vraisemblance \mathcal{L}

$$\mathcal{L} = \prod_{\text{stations}} f(t_i^{obs})$$

ou, d'une manière équivalente, à minimiser $-\log \mathcal{L}$:

$$-\log \mathcal{L} = \sum_{\text{stations}} \left(\frac{t_i^{obs} - \bar{t}_i}{\sigma_i} \right)^2$$

qui suit par définition une loi du χ^2 . La minimisation de ce χ^2 amène à inverser le système linéaire (en posant $\omega_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$)

$$\begin{pmatrix} \sum_i \omega_i & \sum_i \omega_i x_i & \sum_i \omega_i y_i \\ \sum_i \omega_i x_i & \sum_i \omega_i x_i^2 & \sum_i \omega_i x_i y_i \\ \sum_i \omega_i y_i & \sum_i \omega_i x_i y_i & \sum_i \omega_i y_i^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_0 \\ -u/c \\ -v/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i \omega_i t_i^{obs} \\ \sum_i \omega_i x_i t_i^{obs} \\ \sum_i \omega_i y_i t_i^{obs} \end{pmatrix}$$

Cette première estimation des paramètres T_0, u, v effectuée, il est dès lors possible de prendre en compte les petites différences d'altitude des stations en ajoutant au temps t_i^{obs} un terme correctif δt_i^{alt} , de sorte que si le détecteur avait été placé en l'altitude z_0 , son temps aurait été :

$$t_i^{obs} + \delta t_i^{alt} = t_i^{obs} + \frac{z_i - z_0}{c} \sqrt{1 - u^2 - v^2}$$

Une image plus fidèle aux simulations du front de gerbe consiste à dire qu'à l'intérieur d'un rayon de 2 km de l'axe de la gerbe, ce front doit être considéré comme une sphère

centrée sur la région d'où provient la composante muonique. Le rayon de courbure R dépend donc de l'âge de la gerbe, ce qui est un indicateur du primaire, parce que la première interaction a lieu en moyenne plus tôt pour un noyau lourd que pour un proton. Comme cette région se situe dans la haute atmosphère, on peut considérer cette sphère comme un paraboloïde pour faciliter la description de la courbure. Ainsi, la relation entre \bar{t}_i et les paramètres à reconstruire conduisent dorénavant à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{\text{stations}} \frac{1}{\sigma_i^2} \left(t_i^{\text{obs}} - T_0 + \frac{u}{c} x_i + \frac{v}{c} y_i - \frac{d_i^2}{2Rc} \right)^2$$

Il est évident qu'au moins quatre stations sont nécessaires pour estimer R , dont les valeurs typiques sont de :

$$\frac{1}{2R} = 10^{-4} \cos \theta \text{ m}^{-1}$$

6.2.2 Effets systématiques.

En l'état actuel des détecteurs, il existe des différences systématiques dans la mesure du temps entre les cuves, car les décalages des récepteurs GPS n'ont pas été étalonnés par rapport à une même référence. Ceci se reflète lorsque l'on trace pour chaque station l'histogramme de la différence δt entre la détermination du temps de début de signal T_s et le résultat t_{aju} de l'ajustement du front de gerbe sur un plan ou un paraboloïde se déplaçant à la vitesse de la lumière [80]. En l'absence de décalages, ces histogrammes seraient centrés sur 0. Il faut donc corriger le temps début de signal T_s de chaque station par la moyenne de son histogramme. Comme l'introduction d'une correction sur une station influence les résultats de t_{aju} des autres stations, il faut procéder à une méthode itérative en incluant une correction à la fois, et en calculant de nouveau les décalages des autres stations. La procédure s'arrête lorsqu'une convergence de l'ordre de quelques nanosecondes est obtenue. La prise en compte de ces décalages dans les ajustements des paramètres de la direction d'une gerbe à reconstruire permet d'obtenir une distribution de l'ensemble des δt bien plus étroite (figure 6.2).

Un autre effet à prendre en compte pour fabriquer un bon estimateur est l'évolution de la variance de T_s avec la distance r au cœur de la gerbe. A grande distance, la baisse de la densité de particules affecte la qualité de l'échantillonnage. De plus, le temps de montée est plus lent. Ces deux effets se cumulent et dégradent la mesure de T_s . Le tracé de δt^2 en fonction de r sur l'ensemble des événements de mai 2002 à janvier 2003 contenant au moins 5 stations indique en effet une variation parabolique (figure 6.3). Une normalisation de la distribution des χ^2 par nombre de degrés de liberté conduit aux valeurs suivantes de la variance σ_{T_s} de T_s [80] :

$$\begin{aligned} \sigma_{T_s}(r = 0) &= 28 \text{ ns} \\ \sigma_{T_s}(r = 1000) &= 51 \text{ ns} \end{aligned}$$

Les incertitudes de reconstruction des angles d'arrivée d'une gerbe sont déduits de la

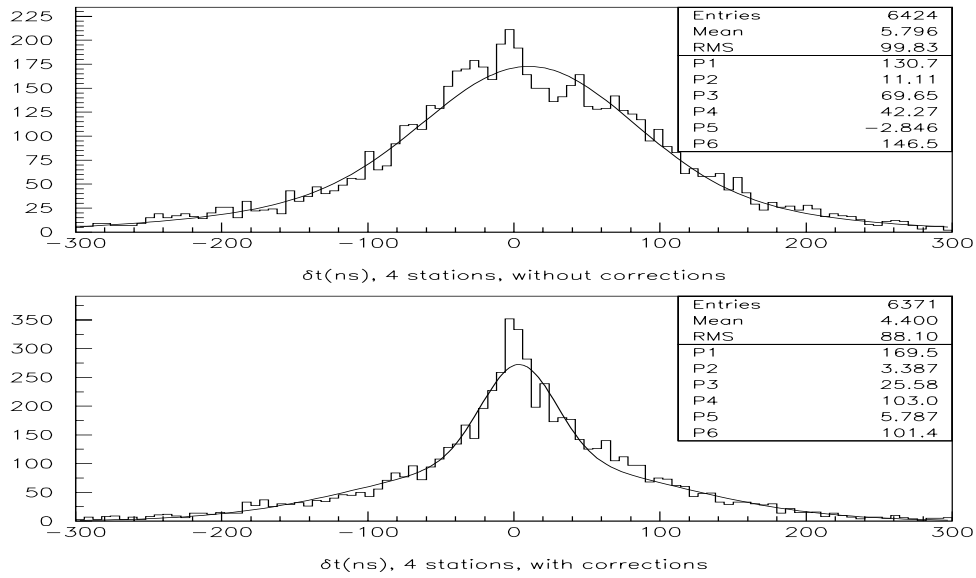


FIG. 6.2 – Distribution des δt de toutes les stations pour un ensemble d'événements déclenchant au moins 4 stations. En haut, sans les corrections dues aux décalages des récepteurs GPS; en bas, avec les corrections. La distribution obtenue avec les corrections est bien plus étroite. D'après [80]

matrice de covariance de l'ajustement :

$$\sigma_\theta = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{\cos^2 \phi \sigma_u^2 + \sin^2 \phi \sigma_v^2 + 2 \cos \phi \sin \phi \sigma_{uv}}$$

$$\sigma_\phi = \frac{1}{\sin \theta} \sqrt{\cos^2 \phi \sigma_v^2 + \sin^2 \phi \sigma_u^2 - 2 \cos \phi \sin \phi \sigma_{uv}}$$

Les valeurs typiques obtenues pour ces incertitudes en pratiquant toutes les corrections sont ainsi :

$$\sigma_\theta = 0.8^\circ$$

$$\sigma_\phi = 1.1^\circ$$

6.3 Rejet du bruit de fond - Sélection des événements.

Une estimation des cosinus directeurs par la méthode linéaire exposée dans le paragraphe précédent est toujours possible à partir du moment où 3 stations ont déclenché dans une fenêtre temporelle imposée par les conditions globales de déclenchement. Cependant, pour des signaux corrélés par une gerbe atmosphérique, la condition suivante doit être satisfaite :

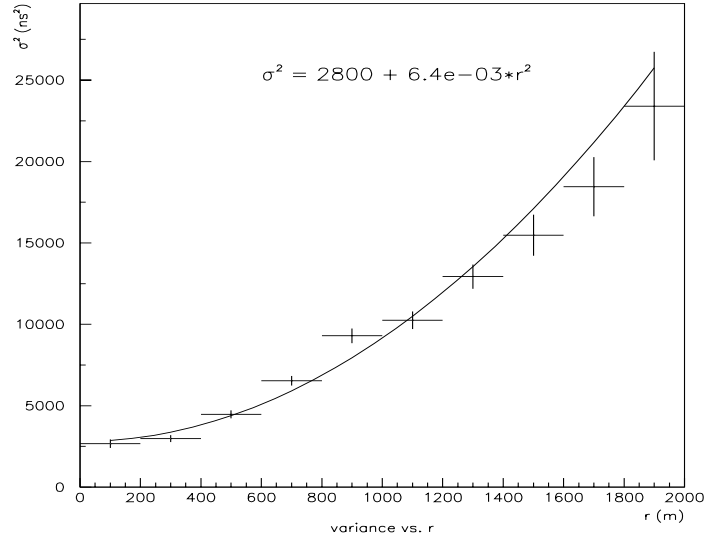


FIG. 6.3 – Evolution de la variance de T_s avec la distance r au cœur de la gerbe, pour tous les angles zénithaux. Une paramétrisation parabolique est possible, même si un manque de statistiques à grand r se fait sentir. D’après [80]

$$u^2 + v^2 \leq 1$$

alors que des signaux non corrélés (muons isolés ou gerbes de faible énergie) peuplent uniformément le plan (u, v) dans une région limitée par les conditions de déclenchement, région qui excède le disque physique. D’autre part, pour un flux isotrope et une acceptance géométrique, la distribution des événements physiques est proportionnelle à $\cos \theta d\Omega$, et donc, peuple aussi uniformément le plan (u, v) . La figure 6.4 illustre la couverture uniforme de ce plan par les deux composantes d’événements, c’est-à-dire pour les événements physiques et pour le bruit de fond.

D’une manière rustique, on peut en premier lieu envisager de se débarrasser du bruit de fond sur la base des deux remarques suivantes :

- des gerbes d’énergie située entre 1 et 30 EeV ne peuvent pas s’étendre spatialement de sorte à laisser une tâche au sol plus grande que quelques km^2 (les taux attendus au-delà de 30 EeV sont trop faibles avec un réseau de la taille du prototype actuel)
- les signaux aléatoires, déclenchés par des petites gerbes de faible énergie, doivent être courts et piqués, alors que les signaux déclenchés par des gerbes d’énergie située entre 1 et 30 EeV et d’angle zénithal modéré doivent s’étendre temporellement

La première remarque permet d’envisager que la distance maximale d_{max} entre deux stations d’un événement ne soit pas supérieure à une certaine limite ; alors que la seconde

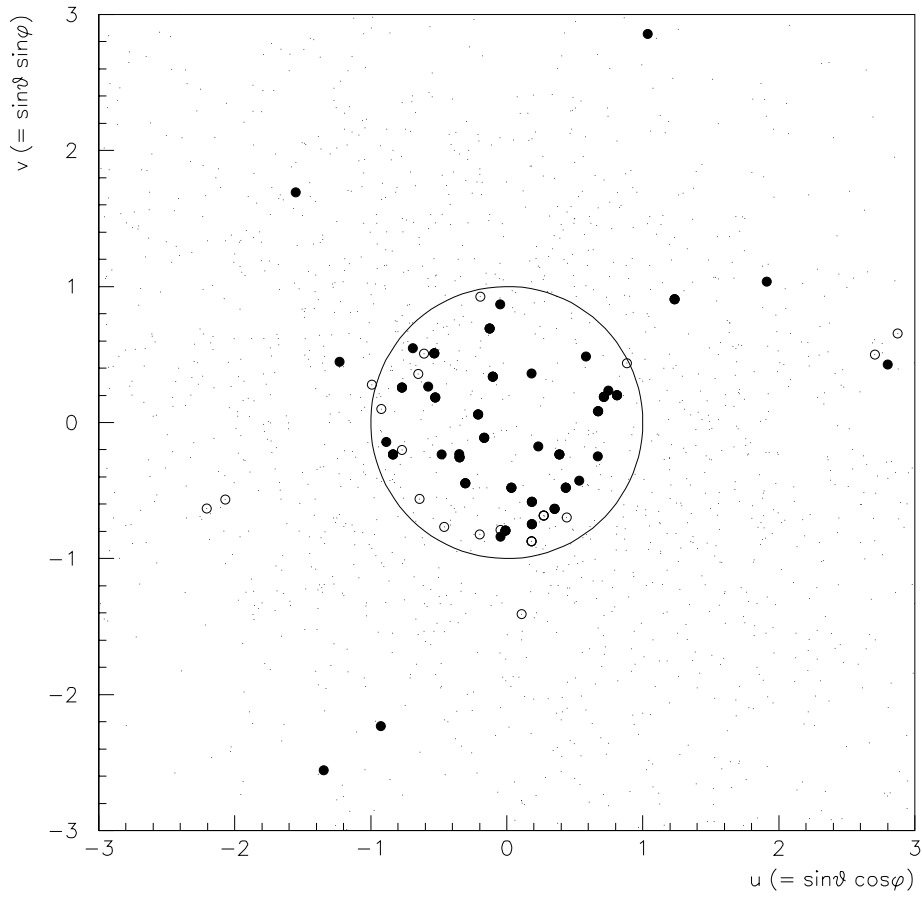


FIG. 6.4 – Distribution brute des événements dans le plan (u, v) , en n'effectuant aucune coupure. Le disque des événements physiques est limité par $u^2 + v^2 < 1$.

décrit quant à elle une coupure du rapport du signal intégré sur sa valeur au pic. La figure 6.5 représente la valeur de ce rapport en fonction de $\sqrt{u^2 + v^2}$ pour diverses coupures sur d_{max} . On distingue clairement que le bruit se caractérise par une valeur d'environ 4 pour ce rapport. Ceci montre l'existence d'un signal physique qu'il est facile de séparer du bruit de fond, et ce d'une manière très « rustique ».

Le pas suivant qu'il faut franchir est de pouvoir identifier, d'une manière automatique, les stations concernées par un événement parmi toutes celles qui ont déclenché pendant la fenêtre temporelle autorisée. Ce procédé est fourni par l'examen du résidu de l'ajustement du front de gerbe lors de la reconstruction de la direction. La figure 6.6 montre l'histogramme du logarithme décimal de ce résidu. Là encore, la séparation de deux composantes est très nette. La première courbe en cloche caractérise des résidus inférieurs à 300 ns, alors que la seconde est simplement due à l'échelle logarithmique, puisqu'elle caractérise la distribution uniforme des résidus des signaux aléatoires. L'histogramme s'arrête de croître à 30 μ s, ce qui correspond à la fenêtre maximale des conditions globales de déclenchement. Ainsi, une coupure vers 300 ns sur les résidus permet de se débarrasser du bruit de fond, comme l'illustre la figure 6.7 qui trace la population des événements dans le plan (u, v) en écartant les événements de résidus supérieurs à 300 ns. Seul le disque physique est ainsi peuplé.

Il est donc raisonnable d'envisager la sélection suivante des événements [76] :

- Reconstruction des cosinus directeurs en considérant un ajustement plan dans un premier temps, corrigé ensuite par les effets d'altitude et de courbure. La meilleure configuration doit être trouvée pour minimiser le résidu, c'est-à-dire que toutes les configurations en enlevant tour à tour une puis deux stations si nécessaire sont testées jusqu'à ce que le résidu se situe en dessous de 300 ns.
- Si 4 stations sont présentes après ces opérations, un ajustement en laissant le rayon de courbure est effectué. L'événement est accepté si le résidu de ce dernier ajustement est inférieur à 200 ns.
- Une estimation de l'énergie est effectuée, et considérée recevable en fonction de la qualité de l'ajustement (nous discutons de cet ajustement dans le paragraphe suivant).
- Si les conditions ne sont pas remplies, la reconstruction est itérée de nouveau en cherchant une combinaison à 3 stations qui passe le premier et le troisième test.

Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, cette sélection permet de se débarrasser d'une queue dans la distribution de l'énergie lors de son estimation.

6.4 Ajustement du profil latéral.

La quantité utilisée dans ce paragraphe est le signal intégré des cuves S_{VEM} , exprimé en VEM. Pour des angles zénithaux inférieurs à 70° (tant que les effets géomagnétiques décrits dans le chapitre 2 restent négligeables), ce signal est une fonction (la *l.d.f*, pour

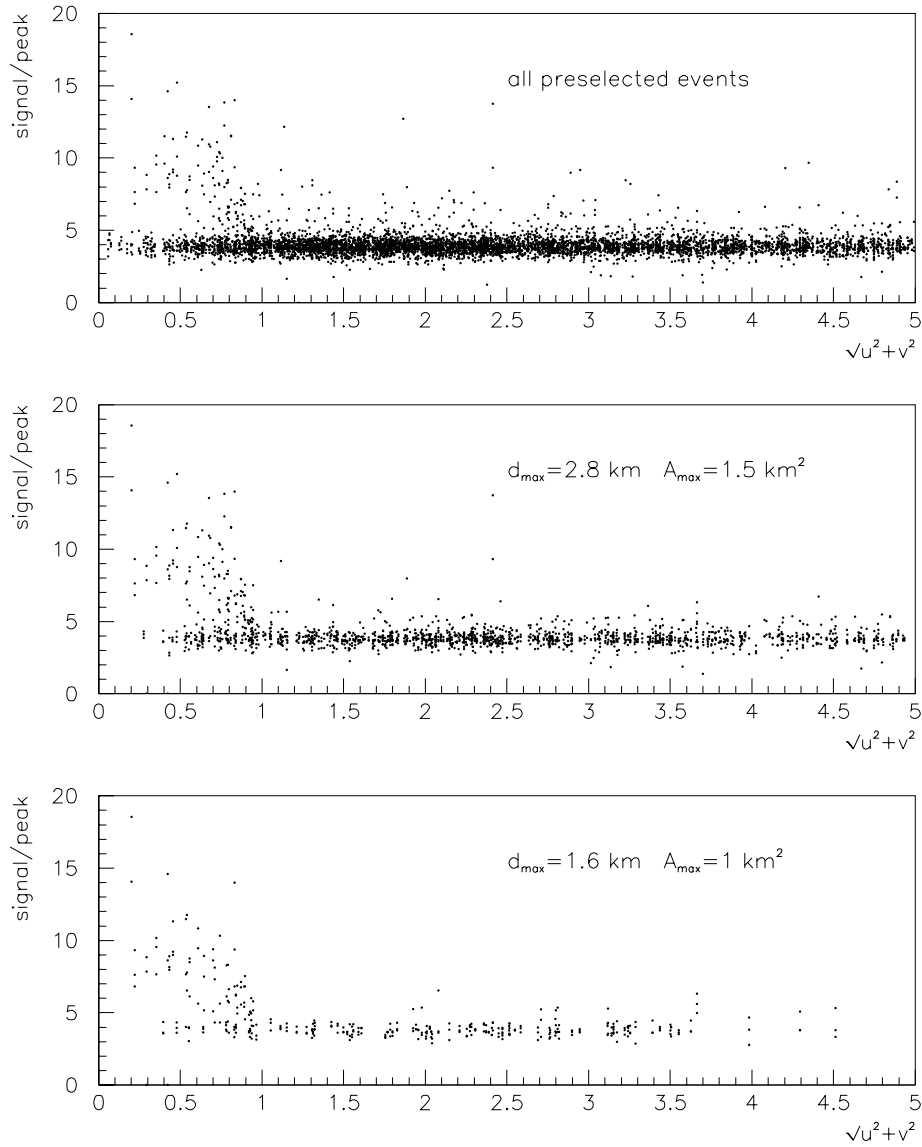


FIG. 6.5 – Valeur du rapport signal intégré sur pic en fonction de $\sqrt{u^2 + v^2}$ pour diverses coupures de la distance maximale entre deux stations d_{\max} : en haut, aucune coupure, au milieu, $d_{\max} < 2.8 \text{ km}$, en bas, $d_{\max} < 1.6 \text{ km}$.

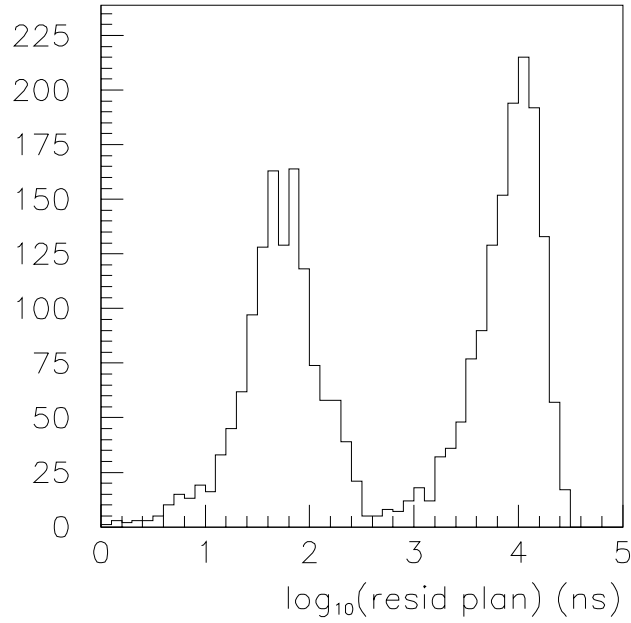


FIG. 6.6 – Distribution brute du logarithme décimal des résidus produits par l’ajustement du front de gerbe avec un plan. On distingue clairement deux composantes, l’une physique en dessous de 300 ns, et l’autre non physique au-delà de cette valeur.

lateral distribution function) décroissante de la distance r au cœur de la gerbe et de l’angle zénithal θ . Cette dernière dépendance est une traduction de « l’âge » de la gerbe, car dans le cas où elle dépasse son maximum sous incidence verticale pour toute énergie, on attend naturellement une tâche moins étendue dans le plan transverse pour une profondeur plus grande. Les effets de projection doivent aussi être pris en compte. Nous verrons cependant que les choses se révèlent plus compliquées, parce que le maximum n’est pas atteint à ultra haute énergie sous incidence verticale à une altitude telle que celle du site Auger, rendant la dépendance de la *l.d.f* en θ non triviale.

Il existe aussi une asymétrie avant-arrière d’origine géométrique par rapport à la position du cœur, qui peut être absorbée en laissant libre cette position lors de l’ajustement de la *l.d.f* [78].

Une paramétrisation empirique possible de la *l.d.f* à partir des simulations, valable jusqu’à 70° , est de la forme :

$$f(r) = S_{ref} \left(\frac{r}{r_{ref}} \right)^{-\beta(\theta)}$$

La distance de référence d_{ref} est prise à 1 km, ce qui est un bon compromis pour minimiser les fluctuations de gerbe à gerbe qui augmentent près du cœur et les incertitudes de mesure

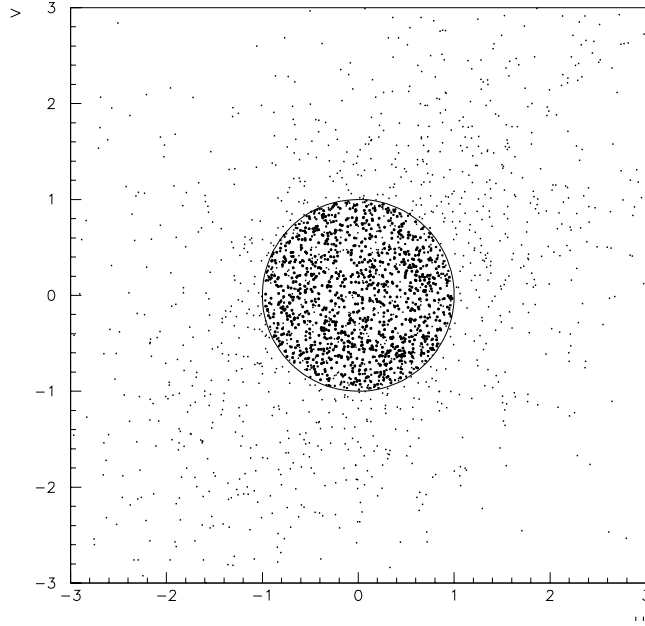


FIG. 6.7 – Distribution brute des événements dans le plan (u, v) , et après coupure sur les résidus (en gras). Seul le disque physique est peuplé.

qui elles décroissent. C'est l'exposant β qui traduit l'âge de la gerbe :

$$\begin{aligned}\beta(\theta) &= 4.735 - 1.236/\cos \theta \text{ si } \theta < 60^\circ \\ \beta(\theta) &= 2.672 - 0.161/\cos \theta \text{ si } \theta > 60^\circ\end{aligned}$$

La différence reflète la transition du régime électromagnétique vers le régime muonique. Au-delà de 70° , les effets géomagnétiques décrits dans le chapitre 2 deviennent prépondérants, et cette description en terme de *l.d.f* devient inapplicable.

Il faut donc procéder à un ajustement à 3 paramètres (la position du cœur x_c, y_c et le signal de référence S_{ref}) qui s'effectue au moyen de la minimisation du pseudo- χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{f(r_i) - S_i^{fit}}{f(r_i)}$$

où $r_i = \sqrt{(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 - (u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c))^2}$ est la distance d'une station au cœur dans le plan transverse. Il est aussi possible de prendre en compte les stations silencieuses en leur affectant un terme adéquat [76].

L'interpolation du signal S_{ref} correspondant à la distance de référence à partir du résultat de l'ajustement sert d'estimateur de l'énergie du primaire E . Cette relation entre S_{ref} et E est cependant loin d'être évidente pour des angles zénithaux modérés à haute énergie. Ce fait survient parce que pour certains modèles et certains primaires, le

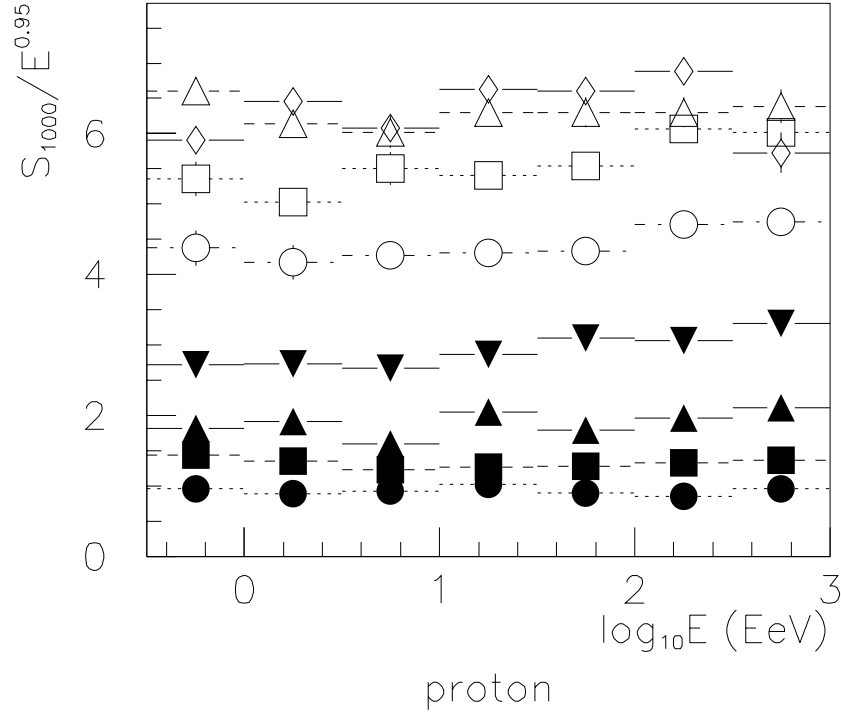


FIG. 6.8 – Signal déposé dans les cuves à 1000 m du cœur (moyenné sur ϕ) en utilisant AIRES/QGSJet01 en fonction de E pour des valeurs de $\cos \theta$ régulièrement espacées (losange \rightarrow 1, 0.9, ..., 0.3) et pour un proton primaire. D'après [79].

développement de la gerbe n'a pas encore atteint son maximum ; ainsi, une décroissance systématique du signal avec θ n'est pas permise. La figure 6.8 montre ce comportement pour un proton en utilisant la simulation AIRES avec le modèle d'interactions hadroniques QGSJet01. Il est possible de paramétriser, d'une manière très préliminaire, les dépendances observées [79] :

$$S_{ref} = \frac{7.8}{\sqrt{1 + 11.8(1/\cos \theta - 1)^2}} E^{0.95}$$

En l'état des études actuelles, les incertitudes sur l'estimation de l'énergie sont de $\pm 30\%$. En ne considérant que les événements en deçà de 60° , on peut estimer que, pour une durée de 8 mois de prise de données, l'ouverture intégrée du détecteur prototype ne peut pas dépasser environ $33 \times 3\pi/4 \times 8/12 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} = 52 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$. En écartant les stations supplémentaires dans la région centrale afin de garder un réseau aussi homogène que possible, et en effectuant la sélection décrite dans le paragraphe précédent avec des événements possédant au moins 4 stations, on peut fournir une ébauche de spectre en requérant de plus que tous les cœurs des événements reconstruits soient non seulement contenus à l'intérieur du réseau, mais que la distance barycentre/cœur n'excède pas 500

m, et enfin en exigeant une bonne qualité de l'ajustement de la *l.d.f.* La distribution des événements remplissant tous ces critères est tracée sur la figure 6.9, confrontée au taux d'événements attendus pour un spectre incident $dN/dE = 100/E^3$ ($\text{EeV} \cdot \text{km}^2 \cdot \text{an} \cdot \text{sr}$)⁻¹ (la figure du bas est redressée en E^2). L'ajustement sur les données de ce taux attendu, en supposant que l'acceptance est saturée à 10 EeV, montre que l'ouverture effective du détecteur est de 25 km²·sr, soit 2 fois plus petite que la valeur estimée. Le grand nombre d'incertitudes concernant le spectre incident, la faible statistique au-delà de 10 EeV, les effets de bord et l'estimation de l'énergie devraient être pris en compte dans l'estimation, et certainement tendre à réduire le désaccord. En tout cas, la principale conclusion de cette ébauche est de montrer que le taux d'événements attendus au-delà de 50 EeV se situe très bas *même sans coupure GZK* : il est inférieur à 1 ! Ceci n'est évidemment pas une surprise, puisque le choix d'occuper une surface totale de 3000 km² a justement été pensé pour remédier à ce manque cruel de statistiques.

6.5 Analyse angulaire.

Le but de ce paragraphe est de savoir quantifier la question de la corrélation angulaire d'un ensemble d'événements. Il faut être capable de tenir compte du temps d'exposition du détecteur vers une certaine direction de la sphère céleste, ainsi que la sensibilité du détecteur en fonction d'une certaine direction de la sphère terrestre et de l'énergie du primaire. En effet, si le détecteur ne pouvait regarder qu'une seule direction de la sphère céleste, il est bien évident que tous les événements seraient corrélés dans cette direction. Cette analyse est encore en cours au moment de cette rédaction [82], et n'est donc en rien définitive [82].

6.5.1 Couverture incomplète du ciel.

Pour aborder ce problème, nous commençons par traiter le cas d'une couverture totale du ciel. En supposant que le nombre total d'événements est distribué sur la sphère céleste complète, la probabilité d'observer un événement dans une certaine région d'angle solide $d\Omega$ est $\lambda d\Omega$, où λ est le nombre moyen d'événements par unité d'angle solide. Considérons deux régions d'angle solide $d\Omega_i$ séparées par un angle θ . Si les événements ne sont pas corrélés, la probabilité d'observer un événement dans chacune des régions est indépendante de θ . La *fonction de corrélation angulaire* $\xi(\theta)$ mesure l'écart à la probabilité non corrélée en fonction de θ :

$$dP(\theta) = (1 + \xi(\theta)) \frac{d\Omega_1}{4\pi} \frac{d\Omega_2}{4\pi}$$

On s'intéresse dans la suite à $C(\theta) = 1 + \xi(\theta)$. Dans le cas d'une couverture complète du ciel, et d'une acceptance égale pour tous les événements, $C(\theta)$ s'obtient simplement en comptant le nombre d'événements présents dans chaque intervalle $[\theta, \theta + d\theta]$.

Si la fonction de corrélation est non nulle pour θ non nul, alors la probabilité d'observer

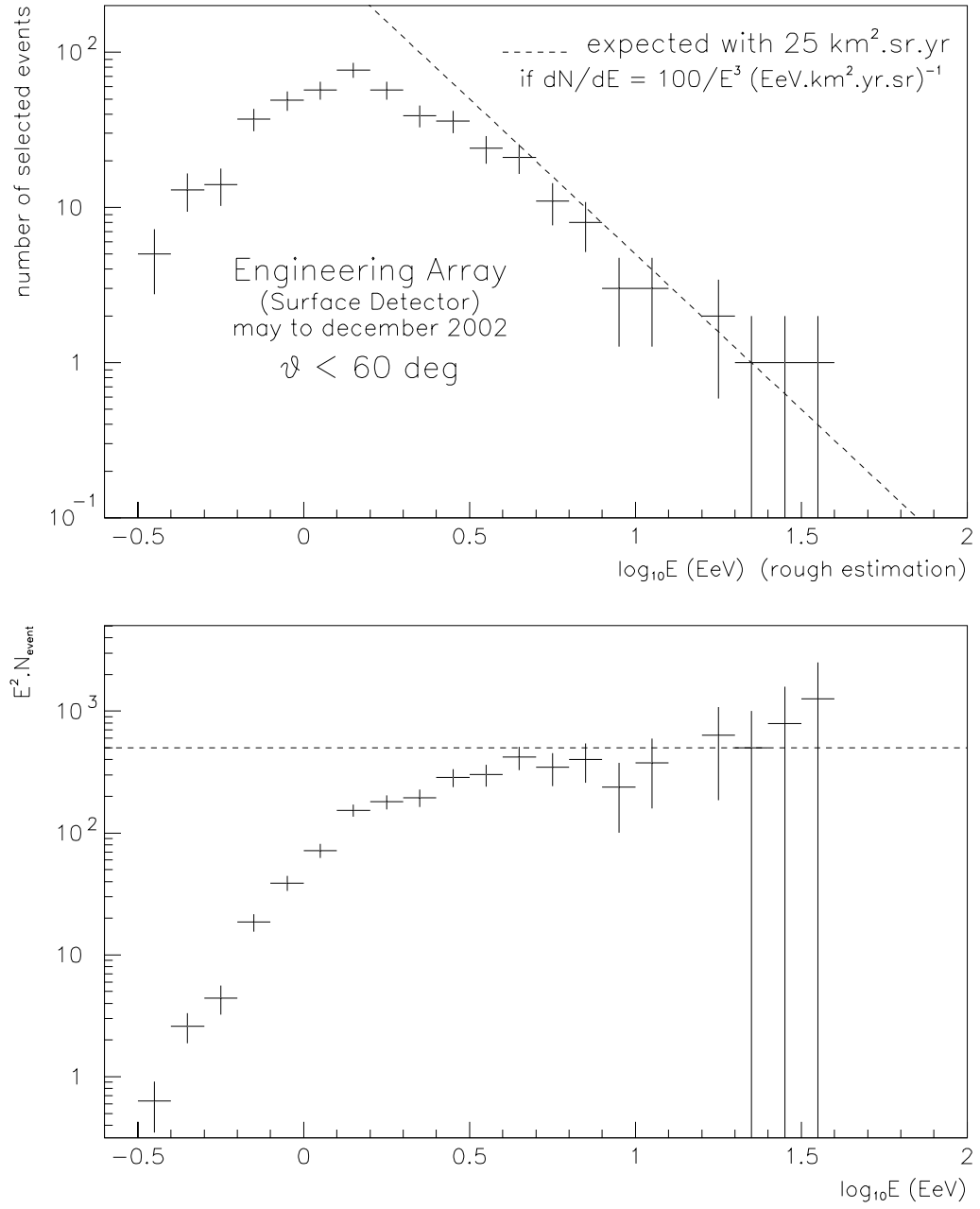


FIG. 6.9 – Nombre d'événements sélectionnés pendant une période de 8 mois du réseau prototype en fonction de l'énergie. Le nombre d'événements attendu au-delà de 50 EeV est inférieur à 1, même en l'absence de coupure GZK! D'après [81]

un événement dépend de la direction du ciel à travers un vecteur $\vec{\epsilon}$:

$$dP = \lambda(\vec{\epsilon})d\Omega$$

et la fonction de corrélation doit être calculée comme [81] :

$$C_{true}(\theta) = \int \lambda(\vec{\epsilon})\lambda(\vec{\epsilon}')\delta(\cos\theta - \vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}')d\Omega d\Omega'$$

L'image se complexifie avec une couverture incomplète du ciel et une acceptance différente pour chaque événement. La couverture incomplète du ciel se traite facilement en introduisant une fenêtre liée au champ de vue de l'expérience appliquée à une couverture complète du ciel. Dans le cas de l'expérience Auger, la fenêtre $W(\vec{\epsilon})$ est d'origine purement géométrique et ne dépend que de la latitude du site et de la coupure effectuée sur les angles zénithaux (événements situés entre 0 et 50° dans ce qui suit). $W(\vec{\epsilon})$ est représentée sur la figure 6.10 en coordonnées galactiques. On définit alors la fonction de corrélation $C_{cut}(\theta)$ comme [81] :

$$C_{cut}(\theta) = C_{true}(\theta) \times \int_D W(D(\vec{\epsilon})) \times W(D(\vec{\epsilon}'))dD$$

où D représente toutes les rotations possibles qui conservent le produit scalaire $\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'$. D'une manière condensée, on introduit $C_W(\theta) = \int_D W(D(\vec{\epsilon})) \times W(D(\vec{\epsilon}'))dD$. Les techniques utilisées pour cartographier les fluctuations de température du rayonnement fossile microonde [82] afin de calculer les coefficients du développement sur des harmoniques sphériques peuvent être employées pour connaître la fonction $C_W(\theta)$, après l'inversion standard :

$$C_W(\theta) = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} C_l^W P_l(\cos\theta)$$

où C_l^W est le spectre de puissance angulaire de W . Cette fonction est tracée sur la figure 6.11. Elle montre clairement qu'il faut corriger les temps d'exposition plus ou moins longs en fonction de θ .

6.5.2 Acceptance.

Il s'agit d'évaluer la probabilité qu'une gerbe déclenche, étant données ses caractéristiques v (énergie, angles d'incidence, primaire...). Un terme provient simplement de l'angle solide à travers lequel le détecteur est vu par des gerbes de différentes directions (le détecteur repose sur un disque, et non sur une boule!). Ce terme est en $\cos\theta$. Une contribution plus difficile à évaluer en l'état actuel du réseau de surface est celle reliée aux caractéristiques de la gerbe. Nous supposons pour simplifier que ce terme en dépend que de l'énergie et de l'angle zénithal θ :

$$a_{det} = a_{det}(E, \theta)$$

Pour continuer l'étude, un lot d'événements tels que $\theta < 50^\circ$ a été sélectionné. La distribution zénithale de ce lot est représentée sur la figure 6.12 pour 3 intervalles d'énergie

Auger sky coverage (50 deg. zenith angle cut)

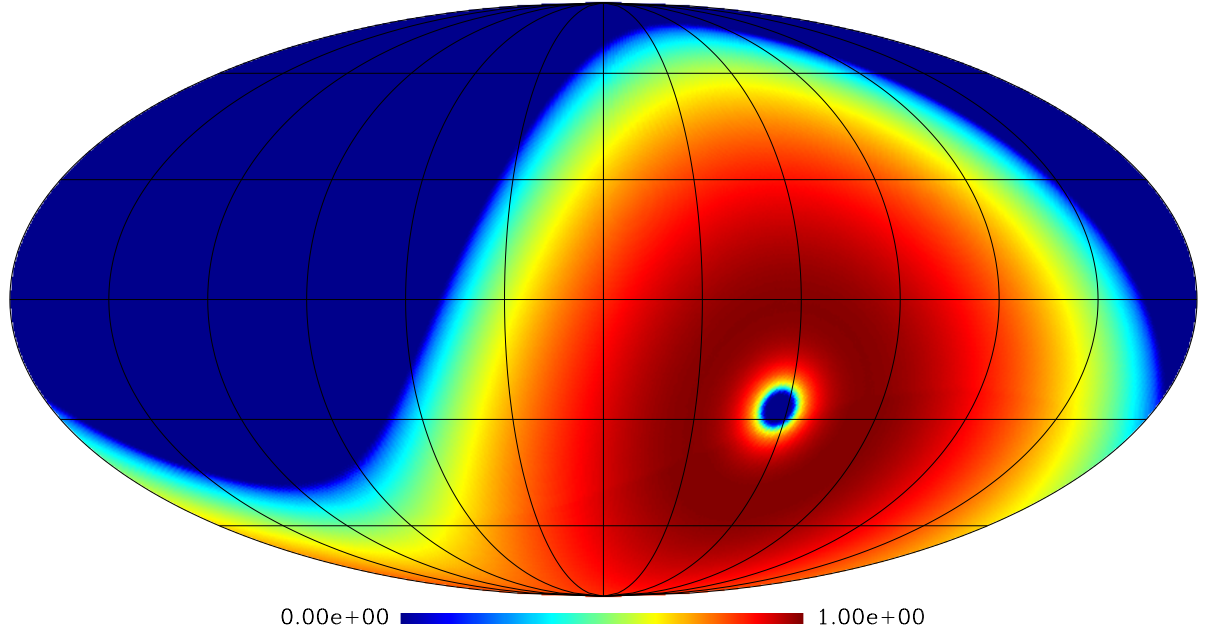


FIG. 6.10 – Carte du ciel vu par Auger en coordonnées galactiques (en effectuant une coupure zénithale à 50°). Les couleurs sont proportionnelles au temps d'exposition dans la direction concernée.

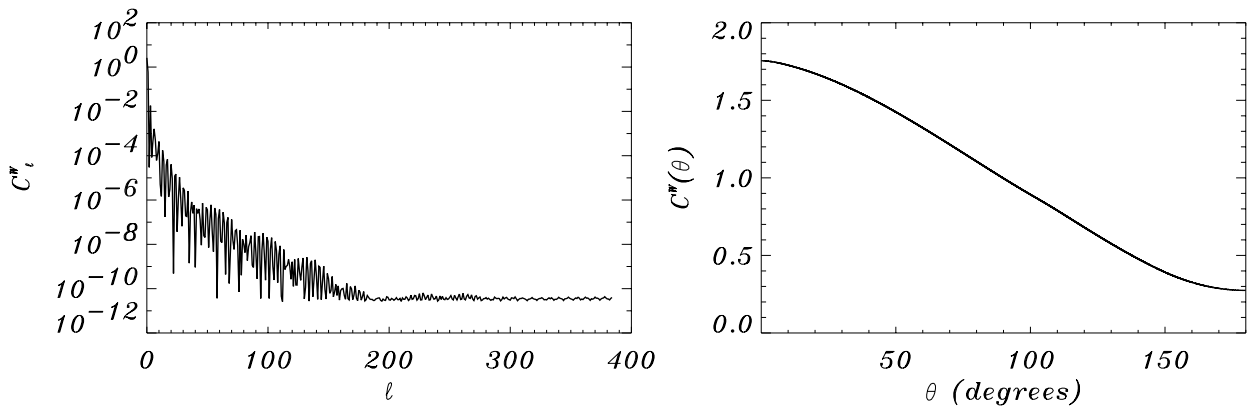


FIG. 6.11 – A gauche, spectre de puissance angulaire obtenu avec la couverture du ciel d'Auger. A droite, fonction transformée $C_W(\theta)$.

(0.1-0.29 EeV, 0.29-0.6 EeV, 0.6-23 EeV). Les déviations observées par rapport à une pure acceptance géométrique (ligne pleine) peuvent s'expliquer pour les différentes gammes d'énergie :

- à basse énergie, le maximum de la gerbe est atteint assez tôt dans l'atmosphère et ceci entraîne une suppression à grand angle
- à haute énergie, tous les angles sont disponibles

6.5.3 Résultats provisoires.

Une première approche pour quantifier ces remarques consiste à calculer l'acceptance en considérant le signal moyen déposé dans une cuve à l'aide de la *l.d.f.* décrite dans le paragraphe précédent :

$$f(r) = \frac{E^{0.95}}{\sqrt{1 + 11.8(1/\cos\theta - 1)^2}} \left(\frac{r}{r_{ref}} \right)^{-\beta(\theta)}$$

A partir d'une position du cœur, il est donc aisé d'estimer le nombre de cuves déclenchées en fonction de E et θ , et ainsi d'estimer une acceptance. Le haut de la figure 6.12 compare les distributions attendues par rapport à celles observées. Seule la composante à haute énergie semble en bon accord avec ce modèle d'acceptance. En bas de la figure, la fonction de corrélation de cette composante est de moyenne nulle, tandis que les résultats des deux autres composantes ne sont pas compatibles avec une moyenne nulle. Etant donné que la distribution zénithale de ces deux composantes est très mal reproduite par le modèle d'acceptance présenté (pas très robuste à basse énergie), les résultats correspondants de la fonction de corrélation sont difficiles à croire. Signalons que les barres d'erreurs horizontales ne sont présentes que pour guider l'œil dans chaque intervalle angulaire.

Ces résultats sont très préliminaires, et sont susceptibles d'être modifiés.

6.6 Conclusion.

Les premières analyses du réseau prototype de l'expérience Auger montrent que les données collectées sont de très bonne qualité : elles permettent une précision angulaire de l'ordre du degré après que les corrections nécessaires aux effets systématiques ont été effectuées, et une estimation préliminaire d'un spectre compatible avec les attentes inhérentes à la physique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. La précision angulaire obtenue permet le développement de méthodes sophistiquées pour rechercher des corrélations entre les directions d'arrivée dans le ciel des événements. Une telle analyse est évidemment stérile en l'état actuel du niveau statistique atteint, mais se montre prometteuse pour l'avenir de l'expérience.

A l'avenir, le déplacement du seuil de déclenchement vers des énergies plus hautes permettra d'obtenir des plus grandes multiplicités, ce qui améliorera sensiblement la qualité des données.

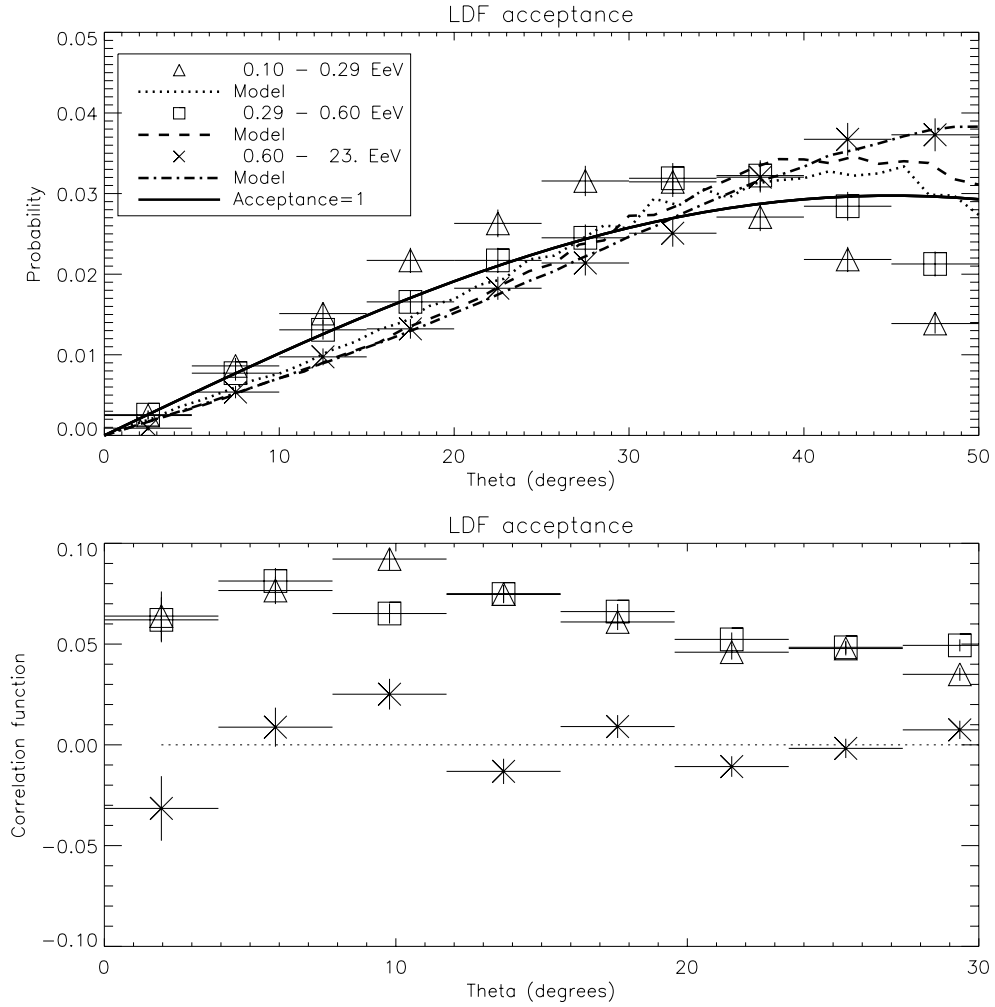


FIG. 6.12 – En haut, distribution zénithale des événements sélectionnés dans cette étude pour 3 intervalles d'énergie. Les triangles représentent la composante basse énergie (0.1-0.29 EeV), les carrés une composante intermédiaire (0.29-0.60 EeV), les croix la composante à haute énergie (0.60-23 EeV). Le découpage en énergie est effectué afin de compter autant d'événements dans chacun des trois intervalles. Les lignes pointillées indiquées sur la légende confrontent les données au modèle d'acceptance ébauché dans le texte, seul un accord à haute énergie est observé. En bas, fonctions de corrélation correspondantes. Les résultats pour les deux composantes de basse énergie sont hautement biaisés du fait des limites du modèle d'acceptance.

Enfin, cette qualité des données devrait permettre de développer tout un ensemble de paramètres indépendants sensibles à la composition lourde ou légère des primaires.

Conclusion

Le développement aussi bien du fonctionnement que de méthodes d'analyse d'une expérience en devenir comme l'observatoire Pierre Auger est une aventure excitante qu'il est presque frustrant d'interrompre à un stade si inachevé. Un long travail est encore nécessaire pour continuer de construire cette expérience, tout comme pour tirer profit des gerbes atmosphériques qui ont la bonne idée de se former au-dessus du ciel du site Sud de l'expérience. A n'en pas douter, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie se dirigeant vers la province de Mendoza seront recueillis comme de précieux oracles de l'astroparticule moderne dans les 20 futures années.

Tant que la statistique que l'observatoire Auger se propose de réunir ne sera pas présente, la plupart des questions exposées dans le premier chapitre resteront sans réponse, et une abondante littérature continuera d'apporter des solutions qui confortent leurs auteurs dans leur compréhension de la physique à ultra haute énergie. La partialité de ces auteurs en faveur des modèles qu'ils défendent sera heureusement à mettre au regard au fil du temps des observations croissantes à venir. Une composition lourde couperait court à tout scénario *top down*, alors que la détection de plusieurs événements provenant d'une même direction dans une fenêtre de quelques microsecondes opérerait nettement en faveur de l'observation d'une gerbe galactique initiée par la désintégration de particules X dans un halo de matière noire.

A l'heure actuelle, tous les modèles de production de rayons cosmiques d'ultra haute énergie nécessitent de passer sous silence quelques coïncidences numériques le plus souvent sans réel fondement via l'ajustement de certains paramètres vers des valeurs limites pour permettre le petit miracle. Dans le même temps, il semble que tous les éléments théoriques possibles aient déjà été avancés, et qu'il suffise de piocher des idées ici ou là. Il apparaît ainsi raisonnable de reproduire le spectre présent en propageant des particules chargées dans des turbulences magnétiques. Une description réaliste de ces champs magnétiques extragalactiques est cependant hypothétique. Selon la valeur moyenne de ces turbulences, il est possible de reproduire une atténuation tout comme une augmentation de la coupure GZK à moindre coût concernant la distribution des sources de rayons cosmiques. Dans tous les cas, l'existence de ces champs magnétiques ne rend visible que les sources locales des particules chargées, même à ultra haute énergie. Ainsi, seuls les neutrinos sont d'origine cosmologique. Il est en tout cas difficile d'être partisan de tout autre scénario, en dépit du fait que c'est celui-ci qui est défendu dans cette thèse. C'est la seule certitude

qu'il est possible d'afficher à l'heure actuelle. Evidemment, on ne peut alors s'empêcher de remarquer que le modèle rend compte de faits préalablement cernés et formalisés pour lui obéir.

Mais peut-être que, comme c'est souvent le cas lorsqu'une nouvelle fenêtre en énergie devient accessible, la nature réserve quelques surprises pour expliquer le phénomène, surprises qu'il était impossible de prévoir à plus basse énergie.

Peut-être encore n'observera-t-on aucun événement au-delà de la coupure GZK, et dans le même temps aucun événement neutrino. Dans ce cas, on ne retiendra pas grand chose de cette thèse, et je me consolerais en écoutant Bourvil chanter la *ballade irlandaise* [83] :

Un oranger
Sur le sol irlandais
On ne le verra jamais.

Un jour de neige
Embaumé de lilas
Jamais on ne le verra.

Qu'est-ce que ça peut faire ?
Qu'est-ce que ça peut faire ?
Toi, mon enfant, tu es là.

* * *

Bibliographie

- [1] K.Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748 ;
G.T.Zatsepin, V.A.Kuzmin, JETP Lett. 4 (1966) 78.
- [2] S.Swordy, Communication privée.
- [3] Agasa collaboration, www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/
- [4] Hires collaboration, hires.physics.utah.edu/
- [5] Cascade collaboration, ik1au1.fzk.de/KASCADE_home.html
- [6] G.Pelletier, *Physics and astrophysics of ultra-high energy cosmic rays.*, ed. Springer
- [7] J.Wdowczyk, A.W.Wolfendale, J.Phys. G 10 (1984) 1599.
- [8] J.L.Puget, F.W.Stecker, J.H.Bredekamp, ApJ. 205, (1976) 638
- [9] V.S.Berezinsky, S.I.Grigor'eva, Astron. Astrophys, 199, 1-12 (1988)
- [10] V.S.Berezinsky, A.Z.Gazizov, S.I.Grigor'eva, hep-ph/0204357
- [11] A.Achterberg, Y.Gallant, C.A.Norman, D.B.Melrose, astro-ph/9907060
- [12] M.Blanton, P.Blasi, A.V.Olinto, Astropart.Phys. 15 (2001) 275-286, arXiv : astro-ph/0009466
- [13] T.Stanev, R.Engel, A.Mücke, R.J.Protheroe, J.P.Rachen, astro-ph/0003484
- [14] F.Casse, M.Lemoine, G.Pelletier, Phys.Rev. D65 (2002) 023002, arXiv :astro-ph/0109223
- [15] P.Biermann, M.Lemoine, G.Sigl, Astropart.Phys. 10 (1999) 141-156, arXiv : astro-ph/9806283
- [16] P.Blasi, A.V.Olinto, Phys.Rev.D 59 (1998) 023001
- [17] S.I.Syrovatskii, Sov.Astron.3 (1959) 22
- [18] Ahn, P.Biermann, G.Medina-Tanco, T.Stanev, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 87 (2000) 417-419, arXiv :astro-ph/0008063
- [19] P.Billoir, A.Letessier-Selvon, arXiv : astro-ph/0001427
- [20] X.Bertou, *Thèse de Doctorat*, Université Paris VII, 2001.
- [21] G.Bertone, C.Isola, M.Lemoine, G.Sigl, Phys.Rev. D66 (2002) 103003, arXiv :astro-ph/0209192
- [22] J.Alvarez-Muniz, R.Engel, T.Stanev, Astrophys.J. 572 (2001) 185-201, arXiv :astro-ph/0112227

- [23] P.Goldreich, W.H.Julian, 1969, ApJ., 157, 869
- [24] P.Blasi, R.I.Epstein, A.V.Olinto, 2000, ApJ 533, L123
- [25] A.M.Abrahams, S.L.Shapiro, 1991, ApJ 382, 233
- [26] A.F.Cheng, M.A.Ruderman, 1980, ApJ 235, 576
- [27] L.D.Landau, E.M.Lifschitz, *Quantum mechanics.*, ed. Mir
- [28] S.O'Neil, A.Olinto, P.Blasi, 2001, Proceedings of the 27th ICRC, astro-ph/0108401
- [29] B.Rudak, *Physics and astrophysics of ultra-high energy cosmic rays.*, ed. Springer
- [30] V.V.Usov, D.B.Melrose, Aus. J. Phys. 48, 571 (1995), arXiv :astro-ph/9506021
- [31] S.Coleman, *Aspects of Symmetry*, Cambridge University Press
- [32] S.Coleman, E.J.Weinberg, Phys. Rev. D7, (1973) 1887 : *Radiative corrections as the origin of symmetry breaking*
- [33] S.Weinberg, Phys. Rev. D7, (1973) 2887 : *Perturbative calculations of symmetry breaking*
- [34] S.Weinberg, *The Quantum Theory of Fields I, II*, Cambridge University Press
- [35] V.A.Kuzmin, V.A.Rubakov, astro-ph/9709187
- [36] H.J. de Vega, N.Sánchez, hep-ph/0202249
- [37] A.Vilenkin, E.P.S.Shellard, *Cosmic Strings and Other Topological Defects*, Cambridge University Press
- [38] B.A.Kniehl, A.Sirlin, Phys.Rev.Lett. B440, 136, (1998)
- [39] G.t'Hooft, Phys.Rev.Lett. 37, 8, (1976)
- [40] J.M.Frère, L.Houart, J.M.Moreno, J.Orloff, M.Tytgat, Phys.Lett. B314 (1993) 289-297, arXiv : hep-ph/9301228 ;
V.Kuzmin, V.Rubakov, M.Shaposhnikov, Phys. Lett. 155B (1985) 36
- [41] V.Berezinsky, M.Kachelriess, A.Vilenkin, Phys.Rev.Lett. 79 (1997) 4302-4305, arXiv : astro-ph/9708217
- [42] S.Adler, Phys.Rev. 177, (1969), 2426
J.S.Bell, R.Jackiw, Nuovo Cimento, 51, (1969), 47
- [43] R.Jackiw, C.Rebbi, Phys.Rev.Lett. 37 (1976), 172
C.G.Callan, D.F.Dashen, D.Gross, Phys.Lett., 63B (1976), 374
- [44] P.Bhattacharjee, G.Sigl, Phys.Rept. 327 (2000) 109-247, arXiv : astro-ph/9811011
- [45] V.Berezinsky, P.Blasi, A.Vilenkin, arXiv : astro-ph/9803271
- [46] R.Aloisio, P.Blasi, A.Galante, P.L.Ghia, A.F.Grillo, astro-ph/0205271
- [47] G.Amelino-Camelia, Y.J.Ng, H.Van Dam, gr-qc/0204077
- [48] S.Coleman, S.L.Glashow, Phys. Rev. D 59 (1999) 116008 ; hep-ph/9812418
- [49] F.Casse, *Thèse de doctorat*, Université de Grenoble, 2001.
- [50] G.Sigl, F.Mininati, T.A.Ensslin, arXiv :astro-ph/0302388
- [51] O.Deligny, A.Letessier-Selvon, E.Parizot, arXiv :astro-ph/0303624

- [52] *Auger Design Report*, the Auger collaboration, 1996.
- [53] P.Billoir, GAP-2000-045,
- [54] J.M. Brunet et al., *Local Station Acquisition overview*, GAP-98-054 ([http ://cd-finfo.in2p3.fr/Experiences/Auger/controler/soft/acq/overview/das.ps](http://cd-finfo.in2p3.fr/Experiences/Auger/controler/soft/acq/overview/das.ps))
- [55] A. Letessier-Selvon et al., *The Central Data Acquisition System*, [http ://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/antoine/](http://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/antoine/)
- [56] A. Castera et al., *The Post Master*, [http ://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/antoine/](http://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/antoine/)
- [57] S. Dagoret-Campagne et al., *The Central Trigger*, [http ://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/antoine/](http://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/antoine/)
- [58] S.J.Sciutto, AIRES, a system for air shower simulations, version 2.6 (2002).
- [59] S.Dagoret-Campagne, GAP-2002-072
- [60] P.Billoir, “Reconstruction of showers with the ground array, status of the prototype program”, [http ://www.auger.org/admin/GAP_Notes](http://www.auger.org/admin/GAP_Notes), GAP 2000-25
- [61] P.Billoir, “Testing the surface detector of the engeneering array with horizontal showers”, [http ://www.auger.org/admin/GAP_Notes](http://www.auger.org/admin/GAP_Notes), GAP 2000-45
- [62] P.Billoir, communication privée.
- [63] M.Ave, J.A.Winton, R.A.Vasquez, A.A.Watson, E.Zas, “The rate of cosmic ray showers at large zenith angles : a step toward the detection of ultra-high energy neutrinos by the Pierre Auger Observatory”, [astro-ph/0003011](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0003011)
- [64] S.Weinberg, *Gravitation and Cosmology* Principles and Applications of the General Theory of Relativity.
- [65] E.Waxman, J.Bahcall, Phys.Rev. D59 (1999) 023002, [arXiv : hep-ph/9807282](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9807282).
- [66] A.Letessier-Selvon, Proceedings of XXth international conference on neutrino physics and astrophysics, [astro-ph/0208526](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0208526)
- [67] Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, The Super-Kamiokande collaboration, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567.
- [68] R.J.Protheroe, Neutrino 98, Takayama 4-9 June 1998, [arXiv : astro-ph/9809144](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9809144).
- [69] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic, Phys.Rev. D58 (1998) 093009, [arXiv : hep-ph/9807264](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9807264)
- [70] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic, Astropart.Phys. 5 (1996) 81-110, [arXiv : hep-ph/9512364](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9512364)
- [71] S.I.Dutta, M.H.Reno, I.Sarcevic and D.Seckel, Phys.Rev. D63, (2001) 094020 ;
- [72] S.Coutu, X.Bertou, P.Billoir, 23rd Johns Hopkins Workshop, Baltimore, 1999, GAP-1999-030
- [73] X.Bertou, P.Billoir, O.Deligny, C.Lachaud, A.Letessier-Selvon, 2001, Astroparticle Physics, 2002, 17, 183-193.
- [74] K.S. Capelle, J.W. Cronin, G. Parente, E. Zas, Astropart.Phys. 8 (1998) 321-328, [arxiv :astro-ph/9801313](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9801313)

- [75] P.Billoir, B.Revenu, GAP-2001-038, *Notions of geodesy and the UTM coordinate system. Proposition of a local cartesian coordinate system for the Southern Auger site.*
- [76] P.Billoir, GAP-2002-044, *Reconstruction of first year EA events from the Surface Detector.*
- [77] P.Billoir, P.Da Silva, GAP-2002-073, *Towards a parametrization of the Lateral Distribution Function and its asymmetries in the Surface Detector.*
- [78] X.Bertou, P.Billoir, P.Da Silva, GAP-2002-074, *Checking the origin of the asymmetry of the Surface Detector signals.*
- [79] P.Billoir, GAP-2002-075, *Parametrization of the relation between primary energy and $S(1000)$ in surface detector.*
- [80] P.Da Silva, A.Letessier-Selvon, GAP-2003-012 *Status and proposal for the shower direction reconstruction.*
- [81] X.Bertou, P.Billoir, P.Da Silva, O.Deligny, J.C.Hamilton, A.Letessier-Selvon, GAP-2003-04, *Event Selection and Analysis of EA Data.*
- [82] J.C.Hamilton, communications privées.
- [83] A.Bourvil, *Ballade irlandaise*, E.Marnay/E.Stern, 1958, Editions Marnay.

Table des matières

Préface	1
1 Rayons Cosmiques d’Ultra Haute Energie.	3
1.1 Spectre des rayons cosmiques - données expérimentales.	3
1.1.1 Spectre et composition chimique.	5
1.1.2 Directions d’arrivée.	8
1.1.3 Spectre à ultra haute énergie.	10
1.2 Distribution cosmologique de sources - la coupure GZK.	11
1.2.1 Pertes d’énergie du proton.	11
1.2.2 Spectre d’une source.	14
1.2.3 Distribution cosmologique de sources.	17
1.2.4 Effet de la sur-densité locale de matière.	17
1.3 Horizon des rayons cosmiques chargés : le paradoxe résolu ?	18
1.3.1 Propagation des rayons cosmiques chargés en régime diffusif.	19
1.3.2 Horizon magnétique des rayons cosmiques chargés.	22
1.3.3 Conséquences sur le spectre.	22
1.4 A la recherche de ZeVatrons.	23
1.4.1 Modèles astrophysiques.	24
1.4.2 Jeunes étoiles à neutrons.	24
1.4.3 Reliques de brisures spontanées de symétries et défauts topologiques.	29
1.4.4 Idées dont le temps n’est pas encore venu.	38
1.5 L’avenir.	40
2 Atténuer la Coupure GZK Avec des Champs Magnétiques Extragalactiques.	41
2.1 Simulation Monte-Carlo.	41
2.1.1 Champs magnétiques extragalactiques.	41
2.1.2 Suivi pas à pas.	43
2.1.3 Localisation des sources et de l’observateur.	45
2.2 Résultats.	46
2.2.1 Evolution des temps de passage en fonction de la distance et de l’énergie.	46
2.2.2 Spectres.	50

2.2.3	Conclusion.	52
3	Détection des Rayons Cosmiques d'Energie Extrême - L'Expérience	
	Pierre Auger.	55
3.1	Gerbes atmosphériques : méthodes de détection.	55
3.1.1	Détection au sol.	56
3.1.2	Détection par fluorescence.	62
3.1.3	Résultats passés à ultra haute énergie.	66
3.2	L'observatoire Pierre Auger.	67
3.3	Le système d'acquisition des données : le CDAS.	72
3.3.1	Flot des données de tout genre.	74
3.3.2	Détection de seuils, construction des événements.	77
3.3.3	Sauvegarde des données sur disques - Lecture des données.	79
3.3.4	Surveillance du CDAS.	81
3.3.5	Perspectives.	81
3.4	Voyages à Malargüe.	81
4	Protons et Noyaux Sous Incidence Rasante.	85
4.1	Introduction	85
4.1.1	Composantes muonique et électromagnétique des gerbes horizontales.	85
4.1.2	Plan du chapitre.	87
4.2	Effets géomagnétiques.	88
4.2.1	Générateurs d'événements.	88
4.2.2	Simulation des gerbes.	88
4.3	Réponses des détecteurs de surface à la composante muonique.	90
4.4	Procédure de reconstruction des gerbes.	95
4.4.1	Procédure - Fonction de vraisemblance.	95
4.4.2	Application - Exemples d'événements du prototype.	98
4.4.3	Comparaison avec des études précédentes.	106
5	Neutrinos d'Ultra Haute Energie.	115
5.1	Une curiosité : le modèle <i>Z-burst</i>	115
5.1.1	Fond diffus de neutrinos.	116
5.1.2	Le modèle <i>Z-burst</i>	117
5.2	Production de neutrinos.	118
5.2.1	La limite supérieure Waxman-Bahcall.	118
5.2.2	Limite Waxman-Bahcall et sphère GZK : une limite <i>inférieure</i> !	122
5.2.3	Production de neutrinos.	123
5.2.4	Oscillation des neutrinos.	126
5.3	Détection de neutrinos dans Auger.	127
5.3.1	Interactions atmosphériques.	127
5.3.2	Interactions terrestres.	133
5.3.3	Calcul de la sensibilité et taux d'événements.	140
5.4	Au-delà du modèle standard.	143

5.5	Conclusion.	145
6	Analyse des Données du Réseau Prototype.	147
6.1	Introduction.	147
6.1.1	Géométrie du réseau de surface prototype	147
6.1.2	Des conditions de déclenchement permissives.	149
6.1.3	Ambitions de l'analyse.	149
6.2	Reconstruction angulaire.	149
6.2.1	Méthode générale.	149
6.2.2	Effets systématiques.	151
6.3	Rejet du bruit de fond - Sélection des événements.	152
6.4	Ajustement du profil latéral.	155
6.5	Analyse angulaire.	160
6.5.1	Couverture incomplète du ciel.	160
6.5.2	Acceptance.	162
6.5.3	Résultats provisoires.	164
6.6	Conclusion.	164
	Conclusion	167

Résumé :

L'observatoire Pierre Auger se propose de recueillir une statistique sans précédent concernant le spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Les quelques données actuelles suggèrent une absence de coupure GZK, coupure liée à la distance d'atténuation des protons dans un milieu de propagation tel que le rayonnement fossile à 3K.

Après avoir étudié l'effet des champs magnétiques extragalactiques sur la propagation des rayons cosmiques et l'influence sur le spectre, une grande partie du chapitre consacré à la description de l'expérience Auger sera laissée au système d'acquisition des données.

L'étude des gerbes atmosphériques initiées dans la haute atmosphère sous incidence rasante est riche d'enseignements concernant la possibilité de détection de neutrinos. Une procédure de reconstruction de l'énergie des gerbes rasantes hadroniques est formalisée et appliquée aux événements du prototype dans le chapitre 4, et le calcul de la sensibilité aux neutrinos du détecteur complet est donné dans le chapitre 5.

Enfin, l'analyse des données de l'année 2002 du réseau prototype de l'expérience Auger est l'objet du chapitre 6.

Discipline :

Astroparticules

Mots-clés :

rayons cosmiques - observatoire Pierre Auger - champs magnétiques extragalactiques
- gerbe atmosphérique - neutrino - acquisition de données - analyse de données

Adresse du laboratoire :

LPNHE
4, Place Jussieu
Tour 33 - Red de chaussée
75252 PARIS Cedex 05 - FRANCE